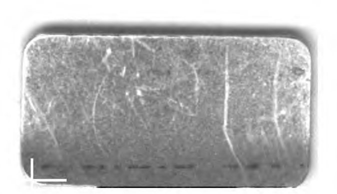
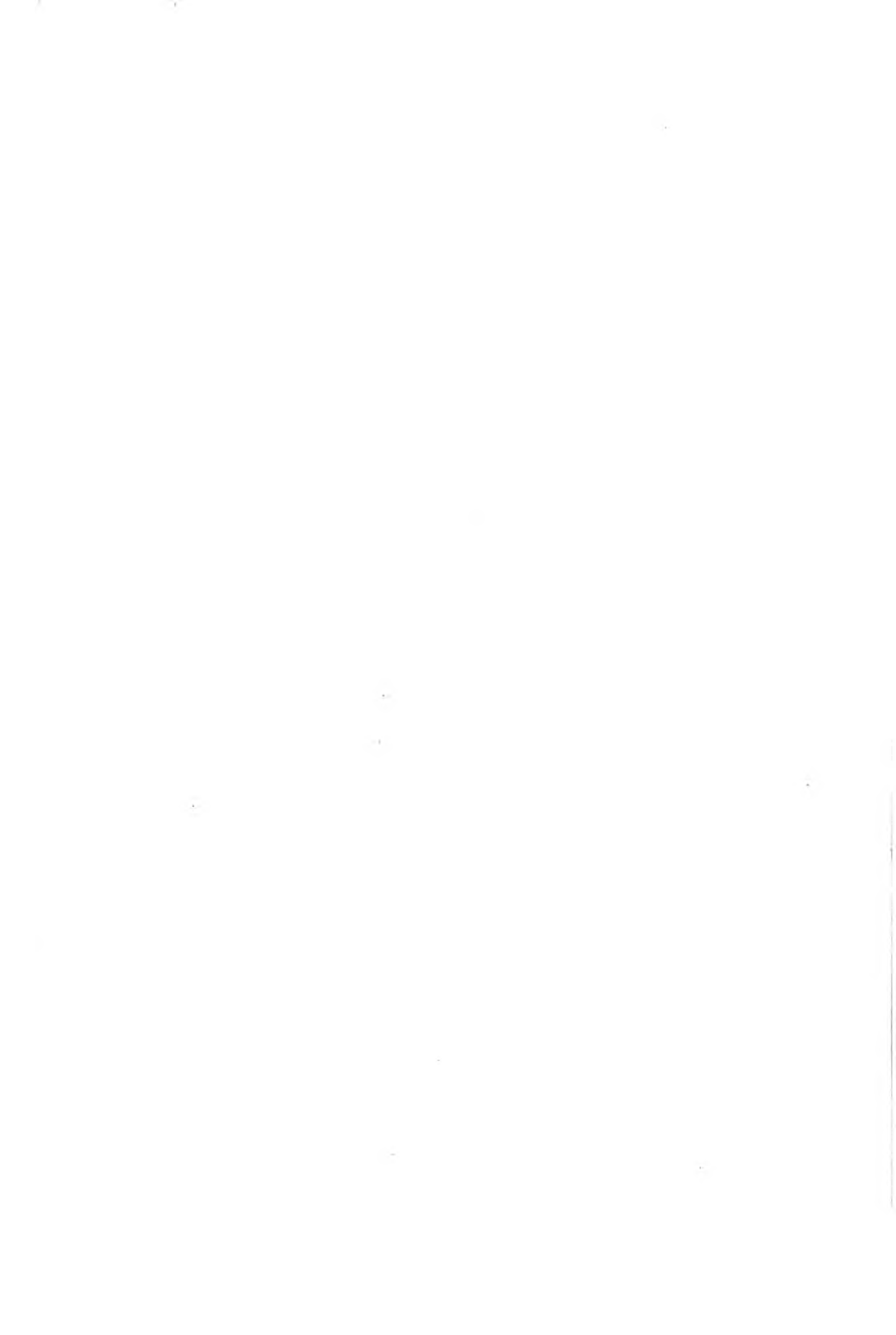
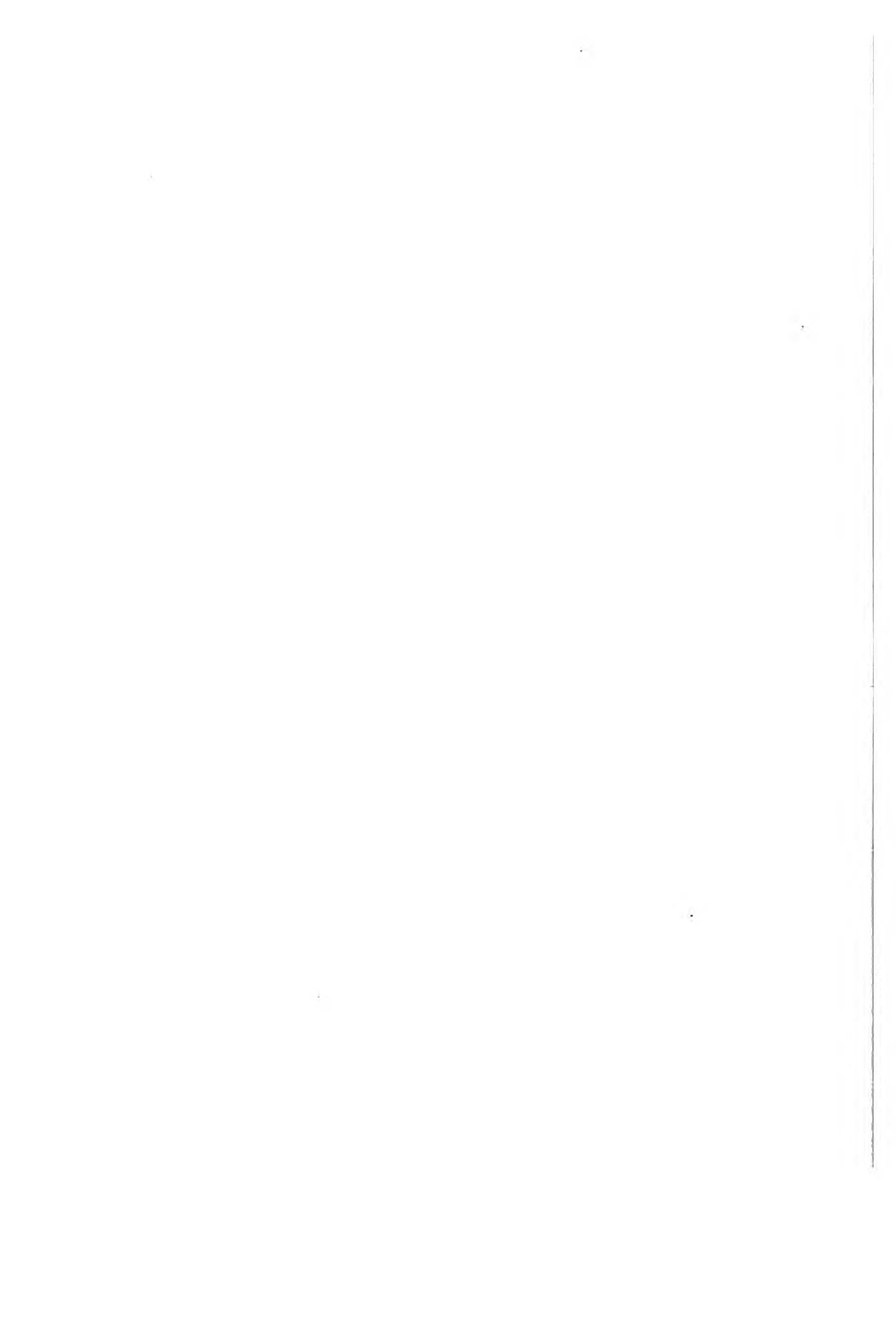



VET TES TAM EN
NOV TAM TVM
Dei
Sub Numine
Viget









S.
K.

Jahrbuch

der

Radioaktivität und Elektronik

Begründet von **Johannes Stark**

Unter Mitarbeit

von

S. A. Arrhenius (Stockholm), **H. Geitel** (Wolfenbüttel), **F. Giesel** (Braunschweig), **K. Hofmann** (Berlin), **P. Lenard** (Heidelberg), **H. A. Lorentz** (Leiden), **W. Marckwald** (Berlin), **E. Warburg** (Berlin), **W. Wien** (München)

herausgegeben

von

R. Seeliger

Greifswald

Siebzehnter Band

1920

Mit 70 Figuren im Text

LEIPZIG
VERLAG VON S. HIRZEL
1921

Druck von August Pries in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

17. Band. Jahr 1920. Heft 1.

Das erste Jahrzehnt des Wiener Instituts für Radiumforschung.

Von **Stefan Meyer.**

(Mit 1 Figur.)

I. Einleitung.

Alt-Österreich ist die Wiege der radioaktiven Substanzen. In St. Joachimstal wurde das Material für die ersten eingehenden Untersuchungen gesammelt und wurde bis in die neueste Zeit die Hauptmenge an Radium gewonnen; Gastein besitzt die segenbringenden Quellen, deren Emanationsreichtum zuerst erkannt wurde. Die anfänglichen Erfolge auf dem neuen Forschungsgebiet der Radioaktivität verdankt man aber bekanntlich den Franzosen, vor allem H. Becquerel und dem Ehepaar Curie*), die Führung übernahmen dann die Engländer, besonders E. Rutherford und F. Soddy; aber indessen waren auch schon von deutschen und österreichischen**) Forschern zahlreiche einschlägige Untersuchungen durchgeführt worden und in der Erkenntnis, daß die heimischen Werte an Radiumpräparaten auch der heimischen Forschung zunutze kommen sollten, hat die Wiener Akademie der Wissenschaften unter dem Präsidium E. Suess' 1904 die Verarbeitung von 10000 kg Rückständen der Urangewinnung in der Auer-Welsbachschen Gasglühlichtfabrik Atzgersdorf bei Wien durch L. Haitinger und C. Ulrich***) eingeleitet. Damit wurde das Fundament für systematische wissenschaftliche Tätigkeit auf diesem Gebiete in Österreich gelegt.

Inzwischen war auch durch zahlreiche Studien an Quellen besonders in Badeorten§) die Anregung für die Errichtung besonderer An-

*) Über die Unterstützung, die sie österreichischerseits erfuhren, vgl. M. u. S. S. 6/7.

**) 54 österr. Arbeiten radioaktiver Natur bis 1908 finden sich zusammengestellt in der Wiener „Urania" II, 185, 1909.

***) L. Haitinger und C. Ulrich, Wien, Ber. **117,** 619, 1908.

§) In Österreich speziell: Gastein, Karlsbad, Marienbad, Teplitz-Schönau, Franzensbad, St. Joachimstal, dann Baden b. Wien, Vöslau, Fischau

lagen und neuer Sanatorien, wie in St. Joachimstal selbst, gegeben worden, die Heilkraft gewisser Thermen wurde auf ihren Radiumemanationsgehalt zurückgeführt; merkwürdige, die bisherigen Anschauungen über die Natur der chemischen Elemente umstürzende Ergebnisse betreffs der Elementenverwandlung (Ramsay, Rutherford, Soddy) wurden teils sichergestellt, teils wenigstens behauptet — — — das allgemeine öffentliche Interesse wandte sich den neuen Problemen zu.

Damals waren die Wiener physikalischen Institute und mit ihnen die radioaktive Forschung in rückständigster Weise behindert durch die — ein halbes Jahrhundert währende — „provisorische" Unterbringung in der Türkenstraße 3, einem notdürftig hergerichteten Zinshause; wohl waren Neubauten seit mehreren Jahrzehnten in Aussicht genommen, aber immer wieder verschoben worden. Von vielen bedeutenden Forschern des In- und Auslandes wurde in jener Zeit der Plan besprochen, eine Zentrale für radioaktive Forschung zu gründen, es fehlte aber an den nötigen Mitteln.

Da erhielt, datiert vom 2. August 1908, das Präsidium der Wiener Akademie der Wissenschaften das folgende Schreiben:

„Die Besorgnis, daß meine Heimat Österreich etwa verabsäumen könnte, sich eines der größten ihm von der Natur überlassenen Schätze, nämlich des Minerals Uranpechblende, wissenschaftlich zu bemächtigen, beschäftigt mich schon seit dem Bekanntwerden der rätselhaften Emanation ihres Produktes: des „Radiums". Ich wollte, soweit meine Kräfte reichen, zu verhindern trachten, daß mein Vaterland die Schande treffe, daß es eine ihm gewissermaßen als Privilegium von der Natur zugewiesene Aufgabe sich habe von anderen entreißen lassen . . .

Ich verpflichte mich demgemäß hiermit, unter Aufwendung eines Höchstbetrages von fünfhunderttausend Kronen der geehrten Akademie der Wissenschaften in Wien ein der physikalischen Erforschung des Radiums dienendes Gebäude herzustellen und einzurichten, falls die hohe k. k. österreichische Regierung für diesen Zweck:

1) einen dem neu zu erbauenden physikalischen Institute benachbart gelegenen entsprechend großen Bauplatz der geehrten Akademie um einen sehr billigen Preis käuflich überläßt;

2) die Unterhaltung und Führung des Instituts in den noch zu vereinbarenden Grenzen in eigene Regie übernimmt. Hierbei setze

---

und zahlreiche andere durch H. Mache und St. Meyer, sowie viele Tiroler Quellen durch M. Bamberger.

ich voraus, daß die k. k. Regierung bereit sein wird, der Akademie die für die wissenschaflichen Arbeiten dieses Instituts erforderlichen Rohstoffe unentgeltlich oder zu einem mäßigen Preise zu überlassen.

Hiernach werde ich der geehrten Akademie aus meinen Mitteln den erwähnten Bauplatz kaufen und im Einvernehmen mit ihr und den von ihr zu bezeichnenden Forschern ein eigenes Gebäude in architektonisch gefälliger Form herstellen und für physikalische (nicht ärztliche) Zwecke möglichst vollkommen und reichlich einrichten . . .

Ich lege Wert darauf, soweit dies nur irgend möglich ist, der Öffentlichkeit gegenüber anonym zu bleiben . . ."

Im Jahre 1909 konnte mit dem Bau begonnen werden und dies gab, nebenbei bemerkt, auch den Ausschlag für die Neubauten der physikalischen und chemischen Institute.

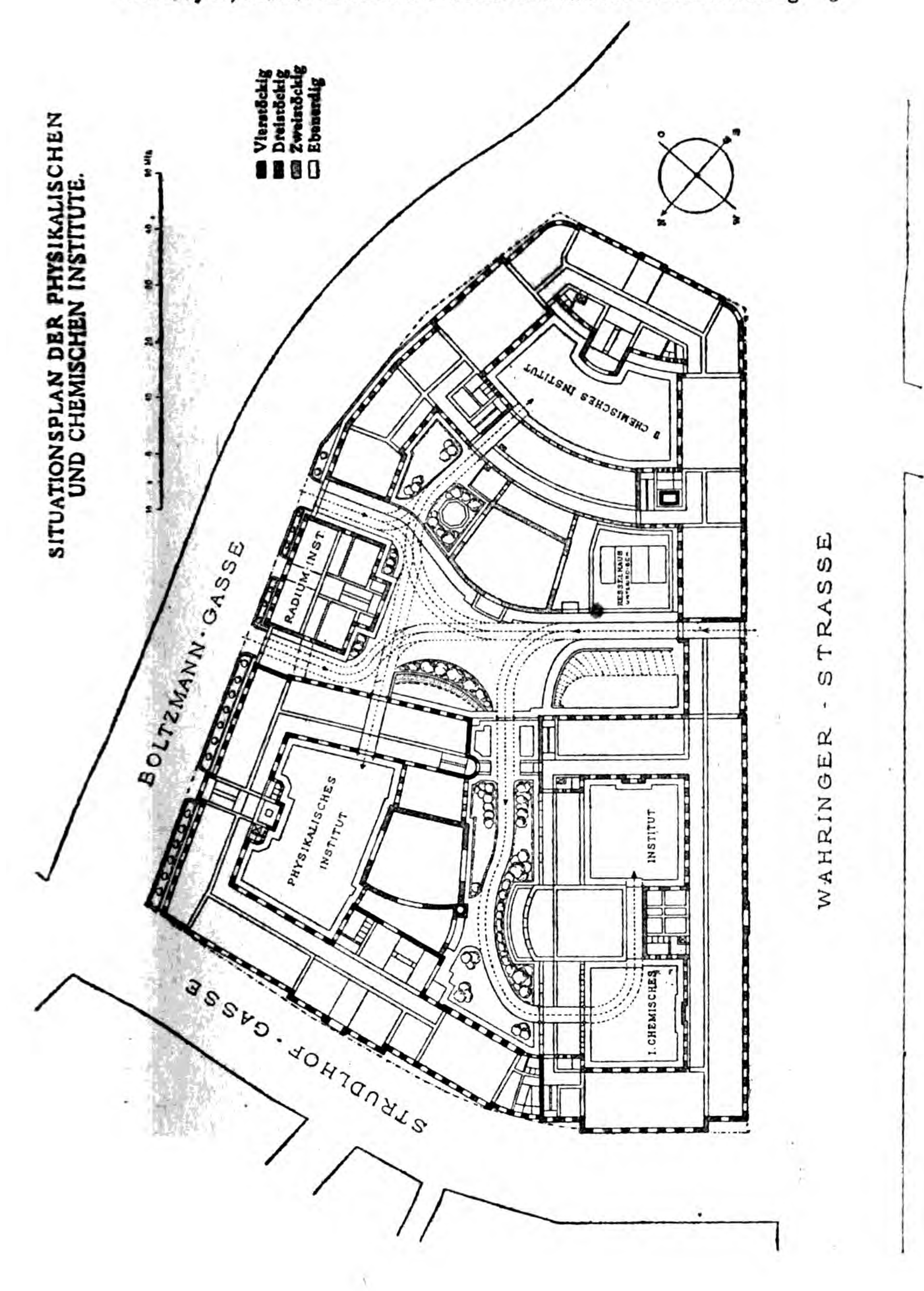
Selbst den meisten interessierten Fachleuten war es zunächst unbekannt geblieben, wer der Spender war und erst anläßlich der feierlichen Eröffnung des Instituts am 28. Oktober 1910 bemerkte man bescheiden inmitten der Anwesenden den Stifter Dr. Karl Kupelwieser. Schlicht vornehm ist er jeder Danksagung ausgewichen, hat sich jeder Einmischung in Einrichtung, Anschaffungen, Verwaltung und Führung enthalten, — — — aber jede Publikation des Radium-Instituts bedeutet in sich den Ausdruck der unvergänglichen Dankbarkeit für das Heim und die Förderung, die er in seinem selbstlos reinen Idealismus der Forschung gegeben hat.

Mit dem Bau war den Weisungen und Planskizzen F. Exners und St. Meyers folgend die Architektenfirma Frauenfeld und Berghof, mit der inneren Einteilung, Beschaffung der physikalisch-chemichen Einrichtung der Berichterstatter betraut worden. Es handelte sich um ein Novum; Unausprobiertes mußte aufgestellt werden; die Erfahrungen wegen radioaktiver „Verseuchung", wechselseitige Behinderung usw. fehlten großenteils; es konnte nicht erwartet werden, daß in der Anlage sich nicht mit der Zeit Fehler herausstellen würden — glücklicherweise ergaben sich bisher keine wesentlichen. Aus diesen Gründen wurde keine Beschreibung veröffentlicht, ehe nicht jahrelange Benützung über Bau, Einrichtung und Arbeitsorganisation ein festeres Urteil ermöglichten. Nun steht das Institut fast ein Jahrzehnt im Betrieb und so sei der Aufforderung der Schriftleitung des Jahrbuches über Anlage, Organisation, bisherige Arbeiten und gesteckte Ziele zu berichten, gerne Folge gegeben — vielleicht auch die Gelegenheit benützt, Wünsche zu äußern. Die politischen Um- und Neugestaltungen

verlangen ja überall intensivste und ökonomischste Zusammenarbeit —, durch diese Veröffentlichung soll Interessenten die Existenz des Wiener Instituts für Radiumforschung in Erinnerung gebracht werden.

II. Bau und Einrichtung.

Die Lage des Institutes und sein allgemeiner Grundriß sind durch die nachstehende Planskizze gegeben. Als freistehendes dreistöckiges Haus, flankiert von den Neubauten der physikalischen und chemischen Institute, hat es eine Frontlänge von 21,7 m, entsprechend sieben Achsen und abgesehen von dem Vorsprung gegen den Hof eine Tiefe von 15 m. Im Kellergeschoß befinden sich der Akkumulatorenraum (großplattige Batterie für 460 Volt) nebst Transformatorenanlage, die Gas-, Wasser-, Elektrizitätszähler, die Wasserdestillation, Waschküche, Keller, Magazinräume für radioaktive Materialien, Säuren und dgl. und angebaut unter den Hofraum ein außerhalb des eigentlichen Gebäudes gelegener kleiner wohlversicherter und gut ausbetonierter Kellerraum, der für die Aufbewahrung stark aktiver Präparate dient, so daß deren Strahlung, um in die oberen Stockwerke zu gelangen die Gesamthöhe der Grundmauern durchsetzen muß und derart praktisch eliminiert wird. Das Erdgeschoß enthält zwei große für chemische Arbeiten eingerichtete Räume, nebst Wagenzimmerchen für Präzisionswagen und einer Dunkelkammer, sowie einen Gang mit Kästen für Chemikalien, Glas- und anderes Geräte. In diesem Erdgeschoß liegt auch die Wohnung des Mechanikers, sowie ein Arbeitsraum für Tischler-, Schlosserarbeiten und dergleichen für den Diener. Das erste Stockwerk beherbergt 1 dreiachsiges, 3 zweiachsige, 2 einachsige Arbeitszimmer, 2 Dunkelkammern, 2 Gänge mit Gerätekasten und das kleine Bibliothekszimmer. Die Arbeitszimmer aller Stockwerke sind mit Gas, Wasser, elektrischen Gleich-, Wechsel- und Akkumulatorenstromleitungen versehen; desgleichen alle Fenster durch dichte Rolladen verdunkelbar. In jedem Stockwerk sind zwei chemische Herde vorhanden. In dem einen Zimmer ist hier ein Hochspannungsaggregat kleiner Elektromotoren aufgestellt, das Spannungen von 4000 Volt liefert. Konstante Hochspannung wird aber zumeist Klingelfueßschen Akkumulatorenkästen entnommen und für die Leitung dieser in verschiedene Stockwerke sind vom ersten bis zum dritten Stock die Zimmerdecken bez. Fußböden an einzelnen Stellen mit Bohrungen versehen. Die kleine Bibliothek enthält zwar alles unmittelbar radioaktiv Wichtige, im übrigen ist man auf die große benachbarte Bibliothek der physikalischen Institute (sowie der mathematischen und chemischen) angewiesen.


SITUATIONSPLAN DER PHYSIKALISCHEN
UND CHEMISCHEN INSTITUTE.
Vierstöckig
Dreistöckig
Zweistöckig
Ebenerdig
BOLTZMANN-GASSE
STRUDLHOF-GASSE
WÄHRINGER-STRASSE
RADIUM-INST
PHYSIKALISCHES INSTITUT
II. CHEMISCHES INSTITUT
I. CHEMISCHES INSTITUT
KESSELHAUS

Das zweite Stockwerk hat 1 dreiachsiges Arbeitszimmer mit Balkon gegen die Straße, 2 zweiachsige, 2 einachsige Zimmer, eine große Dunkelkammer, sowie den großen Sammlungsraum mit anstoßendem Sammlungsgang. In dem einen kleinen Zimmer sind die häufig verwendeten Eichanordnungen für α- und γ-Strahlenmessungen dauernd aufgestellt. In jedem Stockwerk befindet sich auch eine feinere Wage. Die Sammlung enthält nur Meßapparate; Demonstrationsapparate sind überhaupt nicht vorhanden, ebenso wie auch im ganzen Haus kein Hörsaal. Im III. Stock in einem dreiachsigen Zimmer mit Balkon gegen den Hof ist eine Schienenanlage, auf der sich der große Elektromagnet bewegen läßt, angebracht. Hier befindet sich auch die Anlage für die γ-Standardmessungen. Dann sind hier noch 2 zweiachsige und 3 einachsige Arbeitszimmer, die Mechanikerwerkstätte und Gänge vorhanden. Von dem einen Gang führt eine Brücke in das dritte Stockwerk des Physikalischen Instituts. Ein flaches Dach schließt das Gebäude ab; Gas und elektrischer Strom sind bis hinauf geleitet, um gewisse chemische Operationen (z. B. mit Flußsäure) und einzelne Arbeiten mit emanierenden Substanzen im Freien zu ermöglichen. In den Halbstocken des Stiegenhauses befinden sich die Toiletten, ein Badezimmer und verschiedene Kammern; in einer der obersten Kammern ist die Anordnung für regelmäßige Emanationsabpumpungen aus einer Radiumlösung von rund 1 g *Ra* angebracht. Im Stiegenhaus sind an den Wänden die unterschriebenen Photogramme zahlreicher radioaktiver Forscher aufgehängt; es sei hier die herzlichste Bitte ausgesprochen, unsere Sammlung durch Widmung solcher Bilder zu bereichern. Die Heizung erfolgt im ganzen Hause durch Gasöfen, die zumeist in Kachelöfen eingebaut sind, was sich sehr gut bewährt hat; Zentralheizung wäre in unserem Institut, in dem die Zimmer nicht gleichmäßig benützt werden, nicht am Platze; die Gasheizung hat während des letzten kohlenlosen Winters wenigstens die Aufrechterhaltung des Institutbetriebes in beschränktem Umfang gestattet. — Die Boltzmanngasse hat zwar Holzstöckelpflasterung, von Erschütterungsfreiheit ist jedoch leider keine Rede; diesbezügliche heikle Untersuchungen müssen bei Nacht vorgenommen werden.

Die Brücke zum Physikalischen Institut stellt nicht nur eine materielle, sondern auch eine ideelle Verbindung dar; freundschaftliche Beziehungen zu den Nachbarinstituten sind eine Lebensnotwendigkeit. Nicht nur die Benützung der großen Bibliotheken, fallweise Entlehnung von Apparaten, Zur-Verfügung-Stellung eines Hörsaales und eines radioaktiv verläßlich unverseuchten Raumes, sondern vor allem auch der

stete Kontakt mit den Forschern, die dort arbeiten und ihren Forschungen, bringen größten Vorteil; gleich gute Beziehungen gelten für die physikalischen Institute der Technischen Hochschule.

Der vielgefürchteten radioaktiven Verseuchung suchen wir dadurch entgegenzuarbeiten, daß im Erdgeschoß (den chemischen Räumen) befindliche Gerätschaften und Chemikalien nicht in die anderen Stockwerke kommen sollen; wichtig, wenn auch nicht streng durchführbar, ist es auch, daß Wischtücher, Laboratoriumsmäntel usw. aus den Räumen, in denen mit stärker aktiven Substanzen frei hantiert werden muß, nicht mit den anderen vermengt werden. Am gefährlichsten ist in dieser Hinsicht der feine unlösliche Staub von „Rückständen" und dgl., der auch durch Schuhe und Kleidung vertragen wird. Emanationswirkungen, selbst von großen Dosen, sind durch entsprechende Lüftung leicht zu beseitigen, auch das Polonium usw., ist wegen der starken Absorbierbarkeit seiner Strahlung minder bedenklich. Bei sinkendem Barometerstand machen sich zuweilen aus den Kellerräumen aufsteigende Emanationsschwaden unliebsam bemerkbar.

Rund die Hälfte der Stiftungssumme wurde für den Bau und dessen allgemeine Einrichtung, samt Mobiliar verbraucht, die andere Hälfte konnte zur Anschaffung von Apparaten dienen. Es ist schade, daß fast alles schon zu Beginn der Institutstätigkeit angeschafft werden mußte, manches wäre später besser bestellt worden — andererseits hätte eine Verschiebung bis zur jetzigen Zeit mit ihrem trostlosen Valutastand Neuanschaffungen so gut wie unmöglich gemacht. Die Staatsverwaltung übernahm die Besoldung der Angestellten, die Gebäudeerhaltung, Beistellung von Wasser, Gas und elektrischem Strom und bewilligte außerdem eine Jahresdotation von 2000 Kronen; die Akademie der Wissenschaften leistete jährlich bisher Zuschüsse in etwa gleichem Ausmaß; dazu kamen noch Laboratoriumstaxen und Eichtaxen für die Gehaltsbestimmung von Präparaten und Quellwässern usw., von welch letzteren die Hälfte den messenden Assistenten, die Hälfte dem Institutsfonds zugute kommt. Bei dem derzeitigen Stand der Preise wäre jedoch etwa das Fünfzigfache des Friedenseinkommens nötig, um in gleichem Maße fortarbeiten zu können und es sind außerordentliche Zuwendungen zur Aufrechterhaltung unbedingt erforderlich.

III. Das radioaktive Material.

Die größten Werte, die das Institut besitzt, bestehen in den radioaktiven Substanzen, die, wie eingangs erwähnt, der Verarbeitung von 10000 kg Rückständen, entsprechend 30000 kg Uranpecherz, entstam-

men. Das von L. Haitinger und C. Ulrich 1905—1907 dargestellte Radium wurde in seinen reineren Teilen später von O. Hönigschmid umgearbeitet. Die reinsten Radiumchloridpräparate wurden 1911 als primäre Standards festgelegt und entsprachen damals:

I	II	III	IV	V
7,695	23,72	30,77	73,80	614,48 mg *Ra*-Element;

dem spontanen Zerfall des Radiums gemäß sind dies im Jahre 1920:

7,665	23,63	30,65	73,51	612,05 mg *Ra*-Element.

Außerdem wurden 1913 noch sekundäre Standards zum eigenen Gebrauch für Strahlungseichungen in Form eines Satzes hergestellt, deren Gehalt an *Ra* 1920 die Werte hat:

1	2	3	4	5
1,129	2,189	3,697	8,619	16,648 mg *Ra*-Element.

Diese sekundären Standards sind nicht vollkommen, aber nahe reines Radiumchlorid. Außerdem sind noch Radium-Barium-Salze verschiedener Konzentration, Radiumlösungen und schwächere Abfallprodukte vorhanden, so daß die Gesamtsumme an Radium 3,2 g Radiumelement, äquivalent 4,2 g $RaCl_2$ beträgt.

Mit dem österreichischen Ministerium für öffentliche Arbeiten bestand bis zum Zerfall des Reiches die Vereinbarung, daß das in St. Joachimstal fortlaufend erzeugte Material unentgeltlich im Institute geeicht werden und demselben dafür bis zum jeweiligen Verkaufe zur Verfügung stehen sollte. Natürlich konnten derartige Präparate nur in dicht verschlossenem und unveränderlichem Zustand verwendet werden, aber da dadurch zuweilen große Radiummengen (mehrere Gramme) zu γ-Strahlen-Untersuchungen vorhanden waren, wurde dies zur Ausführung einiger Arbeiten benützt. Der von uns vertretene Standpunkt, es solle möglichst viel Radium thesauriert und vorwiegend nur Emanation abgegeben werden, vermochte sich leider nicht durchzusetzen. Zwecks Kontrolle der Verfahren und Versuchen zur Einführung von Verbesserungen in St. Joachimstal stand die dortige Fabriksleitung (C. Ulrich) in ständigem Kontakt mit dem Radiuminstitute.

Beim Verkehr mit dem Arbeitsministerium fand das Institut verständnisvolle Förderung durch den Sektionschef und späteren Minister E. Homann, sowie seine Referenten Posch und Kroupa und durch die Leiter des Montanverkaufsamtes Foltz und Gratzer.

Für die Aufbewahrung von starken Radiumpräparaten zeigte sich Quarz als ungeeignet (17); er erhält unter dem Bombardement der α-Partikeln zahllose feine Sprünge; auch lange solcher Strahlung aus-

gesetztes Glas wird brüchig und läßt sich nicht mehr verschmelzen. Von besonderer Wichtigkeit für einzuschmelzende Präparate ist ferner ihre völlige Trockenheit; die Knallgasbildung, mehr als irgendein anderer Umstand, hat anfangs zu Explosionen von Radiumröhrchen geführt. Diese Knallgasbildung ist natürlich um so aufmerksamer zu beachten, wenn es sich um Lösungen handelt und Emanationsabgabeanordnungen bedürfen in dieser Hinsicht ständiger sorgfältiger Überwachung.

Etwa 1 g *Ra* befindet sich in Lösung in einer Anordnung, die beständige Emanationsentnahmen ermöglicht. In Zeiten, in denen keine Emanation abgepumpt wird, sammelt sich die Emanation in großen ausgepumpten Kolben und zerfällt daselbst, *RaD* bleifrei erzeugend. Dieses kostbare Material wird besonders aufbewahrt, vornehmlich auch zur Poloniumgewinnung.

Im übrigen wird Polonium aus dem technischen Radioblei (Atomgewicht rund 206,7) gewonnen, von welchem nicht nur aus der vorerwähnten Rückständeverarbeitung, sondern außerdem noch wiederholt aus St. Joachimstal größere Mengen bezogen wurden. Das Radioblei ist teils als Acetat, teils als Chlorid, teils als Nitrat vorhanden. Es empfiehlt sich, größere Mengen in sehr sauber und staubfrei gehaltenen Lösungen in Vorrat zu halten, da das Polonium von Verunreinigungen stark absorbiert wird.

Das in der Darstellung von L. Haitinger und C. Ulrich*) als „Hydrat" bezeichnete Produkt wurde späterhin von C. Auer-Welsbach in seinem Laboratorium in Treibach in Kärnten weiterbearbeitet. Es enthält die seltenen Erden und er hat in jahrelangem Bemühen in dankenswerter Weise aus diesem Metall das Ionium und Actinium für uns extrahiert. Kleinere Mengen von Actiniumpräparaten verdanken wir auch C. Ulrich; sie entstammen anderer Darstellungsweise.

Die Rückrückstände nach der Verarbeitung in Atzgersdorf sind aufbewahrt; sie enthalten den größten Teil des Protactiniums und haben nach nunmehr schon über einem Jahrzehnt bereits beträchtlichere Mengen von Actinium nacherzeugt. Nebstbei enthalten sie auch noch einen großen Teil des Radiobleis.

Mesothor und Radiothor besitzt das Institut leider nur in sehr geringen Mengen, die sie der Freundlichkeit von C. Peters und P. Hoernes verdankt, ebenso wie reines Thorammonnitrat und einige wohldatierte Thoriumproben.

---

*) l. c.

Ein größeres Quantum von Uranylnitrat aus St. Joachimstal wurde zu ermäßigtem Preise erstanden.

Weiter sind kleinere Mengen von Uran- und Thorerzen vorhanden. Für die Zuwendungen von solchen Erzproben für seine Sammlung wäre das Institut sehr dankbar.

IV. Prinzipe der Leitung.

Das Radiuminstitut ist als Forschungsstätte gegründet; insoweit Funktionäre desselben gleichzeitig eine Lehrtätigkeit an der Universität ausüben, sind sie auf die physikalischen Nachbarinstitute angewiesen. Gäste aus allen Ländern sollten willkommen sein und tatsächlich waren in den wenigen Jahren vor dem Kriege Forscher aus Amerika (Congdon, Lind); England (Lawson); Frankreich (Damiens); Finnland (Nordström); Rußland (Altberg) neben denjenigen aus Deutschland und Österreich-Ungarn vertreten. Damit ergab es sich von selbst, daß einerseits getrachtet werden sollte, jedermann möglichst freien Spielraum zu gewähren, so daß jeder Einzelne gleichsam sich als Teil der Gesamtleitung fühlen mochte, und daß doch anderseits in der Gesamtorganisation die Führung nicht verloren ging, damit von der Entwickelung der radioaktiven Forschung geforderte Studien und Probleme auch der Bearbeitung zugeführt werden. Natürlich mußte dafür gesorgt werden, daß durch Benützung starker oder emanierender Präparate keine wechselseitigen Störungen der Arbeit erfolgen durften. Ständige Vereinbarungen wegen Emanationsabpumpungen, Benützung von Hochspannung sowie mehrfach benötigter Apparaturen waren leicht zu treffen. Geheimnisse wurden voreinander nie gemacht und vielfach durch wechselseitige Besprechung Probleme geklärt und Schwierigkeiten überwunden. Dem Statute nach übernehmen alle Forscher, welche an diesem Institute arbeiten, die Verpflichtung, die hier gewonnenen wissenschaftlichen Resultate nach ihrem wesentlichen Inhalte zum Zwecke der Veröffentlichung zuerst der Wiener Akademie der Wissenschaften zur Verfügung zu stellen.

Bekanntlich bedeutet es in den meisten physikalischen Laboratorien einen erheblichen Zeitverlust, daß feinere Apparaturen, z. B. Elektrometeranordnungen, immer fallweise wieder neu aufgestellt werden müssen. Wir bemühten uns daher, Meßanordnungen, die oft benötigt werden, dauernd oder wenigstens für längere Zeit aufgestellt zu lassen. Dies gilt insbesondere für die Eichanordnungen. Es schien uns zweckmäßiger, daß die einzelnen Forscher sich jeweils in das betreffende Zimmer begeben — wie dies ja bei Wagezimmern allgemein üblich ist —, als daß die Apparate abwechselnd in verschiedenen Räumen ju-

stiert werden müßten, insbesondere, da sie eventuell bald nacheinander von mehreren gebraucht werden.

Nach Beginn des Krieges war von Ausländern nur Lawson anwesend, der nicht mehr heim konnte und bis Ende Februar 1919 blieb und sich die ganze Zeit hier als Gast wohl fühlte; die Inländer mußten großenteils einrücken und mancher kehrte nimmer zurück —; später kamen als Flüchtlinge, gern aufgenommen, die Polen; Smoluchowski und Denizot arbeiteten am Physikalischen Institut, Godlewski und Patkowski am Radium-Institut — dann ward es immer leerer. Damals entschloß sich die Institutsleitung kurze „Praktika" für fortgeschrittene Studenten zur Nachwuchszüchtung abzuhalten und auch Dissertanden aufzunehmen. Hoffentlich bleibt dies ein vorübergehender Zustand.

Besonderer Dank für ihre Mitarbeit ist zu zollen dem unermüdlichen Assistenten V. F. Hess, der seit Eröffnung des Instituts hier tätig ist, weiterhin F. Paneth, der einige Jahre hier als zweiter Assistent wirkte, sowie K. F. Herzfeld, der ihn kurze Zeit vertrat und der dann durch Hilda Fonovits-Smereker abgelöst wurde. Spezielle Verdienste um das Institut erwarb sich O. Hönigschmid, der 1911/12 ein Jahr lang von Prag an das Radium-Institut beurlaubt worden war und der anschließend bis 1917/18 fast alle seine Ferien zu radiochemischen Arbeiten hier verwendete; dann G. Hevesy (Budapest), dem zahlreiche Anregungen zu danken sind; endlich R. W. Lawson, der, wie oben erwähnt, über 5 Jahre hier tätig war und sich besonders während der Kriegszeit als freiwilliger Assistent in dankenswertester Weise hervortat. Die Namen der zahlreichen Mitarbeiter des Instituts sind aus dem Verzeichnis der „Mitteilungen" zu ersehen; es ist nicht möglich jedes Einzelnen Verdienst besonders zu kennzeichnen. Erwähnt sei nur noch, daß der jungverstorbene M. Weidig, damals Vorstand des Radiologischen Instituts in Freiberg i. S. einige Monate hier zu seiner Ausbildung zubrachte. Auch sei, weil die Publikationen nicht unter den „Mitteilungen" erschienen sind, bemerkt, daß alle Verfärbungsversuche an Mineralien durch Becquerelstrahlen, die von C. Doelter veröffentlicht wurden, von uns im Radium-Institut vorgenommen worden sind.

Mit besonderer Freude verzeichnen wir es auch, daß der langjährige Direktor der Uran-Radiumfabrik in St. Joachimstal, C. Ulrich, der als Deutschösterreicher seinen Posten dort verlassen mußte, derzeit als Gast in unserem Institut tätig ist.

Grundsätzlich soll das radioaktive Material im Institut konzen-

triert bleiben und deshalb sind statutengemäß Abgaben und Leihgaben von *Ra* und dergleichen unzulässig. Nur fallweise wurde Radiumemanation für bestimmte wissenschaftliche Versuche außer Haus abgegeben und für luftelektrische und verwandte Zwecke wurde auch Polonium zuweilen geliefert. Weitergehende Beteilungen sind naturgemäß zur Vermeidung der Materialzersplitterung untunlich.

Außer dem der physikalisch-chemischen Forschung gewidmeten Institut für Radiumforschung existiert in Wien die Radiumstation des Allgemeinen Krankenhauses, die mit hinreichenden (freilich für alle Anforderungen niemals genügenden) Mengen an Radium dotiert, rein ärztlichen Zwecken dient. Es ist selbstverständlich, daß unser Institut dieser Station bei allen radioaktiven Fragen gerne beratend zur Seite steht.

Das Institut ist die offizielle Eichstelle Österreichs für alle radioaktiven Messungen.

V. Die Mitteilungen des Instituts für Radiumforschung.

Über die Arbeiten des Wiener Radium-Instituts bis 1915 ist ein kurz skizzierender Bericht von F. Paneth*) erschienen, auf den hingewiesen werden soll; da bisher 133 Publikationen erfolgt sind, ist naturgemäß auch jetzt nur ein kurzer Hinweis auf die Arbeitsgebiete möglich, ein Eingehen auf Details untunlich. Selbstverständlich wären die Arbeiten im allgemeinen auch besser im Zusammenhang mit den anderwärts durchgeführten Untersuchungen zu beurteilen, jedoch würde dies viel zu weit führen, und es wird daher gebeten, es nicht als Unbescheidenheit auszulegen, wenn hier auf fremde Literatur und die großen Verdienste anderer Institute hinzuweisen verzichtet werden muß.

Schaffung von Radium-Standards und Ausarbeitung von Meßmethoden.

Als das Radium-Institut eröffnet wurde, bestand eine bedenkliche Unordnung und Unsicherheit in den als „Normale“ in Frankreich, England, Österreich und anderweitig verwendeten Präparaten und die Erkenntnis über die Brauchbarkeit einzelner Meßmethoden war noch nicht weit entwickelt. Diesen Übelständen abzuhelfen, galten naturgemäß gleich anfangs die Bestrebungen des neuen Instituts, um so mehr, als die Verschiedenheit der an einzelnen Orten benützten Radiumnormalpräparate ständig zu unliebsamen Differenzen zwischen den

*) Die Naturwiss. III, 437, 1915.

Verkaufsstellen (in erster Linie dem Montanverkaufsamt des Wiener Arbeitsministerium) und Käufern führten, welche ihre Präparate an verschiedenen Orten nacheichen ließen. Im September 1910 war auf dem Brüsseler Kongreß für Radioaktivität und Elektronik die internationale Radium-Standard-Kommission gewählt worden; sie hatte Frau M. Curie beauftragt, ein reines Radiumstandardpräparat herzustellen, das im August 1911 fertig wurde*) gleichzeitig aber hatte O. Hönigschmid (Nr. 8, 29, 31) drei Standards aus reinstem $RaCl_2$ hergestellt, und so war es möglich im März 1912 bei einer Zusammenkunft der Kommission in Paris zu erweisen, daß der Wiener und der Pariser Standard betreffs ihrer γ-Wirkung gleichwertig waren. Ihre chemische Reinheit war durch Atomgewichtsbestimmungen (8, 29) und besondere Spektraluntersuchungen (31) sichergestellt, daß sie frei sind von dem isotopen Mesothor ergaben Messungen und Berechnungen, über den Thorgehalt der St. Joachimstaler Pechblende (17, 88, 121). Das Wiener Institut hat danach die Herstellung offizieller sekundärer Standards übernommen und solche an das Deutsche Reich, Frankreich (Ersatz für Frau Curies Präparat), England, Vereinigte Staaten von Amerika, Schweden, Japan, Portugal und zuletzt während des Krieges 1915 an Dänemark geliefert (37a). (M. u. S. 209). Mittlerweile wurde auch das Eich- und Meßverfahren wesentlich verbessert; für die Strahlenvergleichung durch Einführung der galvanometrischen Messungen im Kugelkondensator (17) und der Verbindung des großen Plattenkondensators mit dem Wulfelektrometer (M. u. S. 223); durch die Erkenntnis von Fehlerquellen, herrührend von sekundären Strahlen der Umgebung (27) (Hess, vgl. M. u. S. 227) und die Eichung von Apparaten auf Radiumäquivalente; für den Vergleich verschiedenartiger γ-Strahler (wie *MsTh* und *Ra*) (62, 110), wozu allgemeinere Studien über die γ-Strahlen des *RaC* und die aus diesen entstehenden (61, 97, 98, 99, 102, 120) für die Zukunft weitere Vervollkommnungen erwarten lassen.

Für die α-Strahlenmessungen galt es die Charakteristik der Sättigungskurven unter verschiedenen Versuchsbedingungen, wie sie in den Eichanordnungen üblich sind, genauer festzulegen (2, 117, 125) wodurch überhaupt erst für stärkere α-Strahler gute Vergleichungen bez. Intensitätsangaben in absoluten Einheiten ermöglicht werden, und den Meßbereich auszudehnen, was zunächst mit der galvanometrischen Anordnung (17, 117) bis rund 2500 el.-st. Einh. (das ist z. B. äquivalent rund $3 \cdot 10^{-7}$ g Polonium oder rund 2 mg *Ra*) gelingt oder

*) Vgl. dieses Jahrb. IX, 440, 1915.

durch die Benützung der Wirkungen des elektrischen Windes (124, 133). Stärkere Präparate sind wegen der Unmöglichkeit Sättigung zu erhalten oder durch Extrapolation zu ermitteln, auf diese Weise nicht meßbar; für sie kommen α-Teilchen-Zählverfahren (105, 106, 107, 108) in Betracht; für noch stärkere die Wärmentwicklung (17, 25), deren genaue Auswertung sowohl für Radium mit seinen Zerfallsprodukten, als für solches ohne diese durchgeführt wurde.

Für die Vergleichung schwächerer α-Strahler ebenso wie für die aus dem Stromwert, der aus den α-Teilchen von 1 g Uran unterhalten werden kann, gewinnbare Zerfallskonstante des Urans (M. u. S. 292) wurde auch der Stromwert von 1 cm² U_3O_8 und die Mc Coysche Zahl (Verhältnis der Strahlung von 1 g U in unendlich dünner Schicht zu jener von 1 cm² Oxyduloxyd in α-satter Schicht) neu bestimmt (23).

Auch der Eichung von Radiumemanation, für welche die „Mache-Einheit" und das „Curie" eingeführt, aber nicht immer richtig angewendet wurden (und leider teilweise noch werden, vgl. M. u. S. 210), speziell der absoluten Auswertung des Stromäquivalents von 1 Curie Emanation wurde eine Reihe von Untersuchungen gewidmet (13, 38, 54, 116) und hierzu die α-Strahlenwirkung ausgedehnter Platten im großen Plattenkondensator eingehend studiert. Auch wurde das Mache-Meyersche Fontaktometer ausgewertet (17, M. u. S. 241), bzw. festgestellt, wie mit diesem absolute Werte erhalten werden (vgl. auch 91).

Des weiteren sei nur hingewiesen auf die verschiedenen Methoden zur Untersuchung von Reichweiten in Luft (12, 64, 79, 95, 109) und in Flüssigkeiten (69) zu welchen auch die von W. Michl*) in Verbindung mit dem Institut ausgeführten Beobachtungen streifender α-Bahnen in photographischen Platten und deren erste richtige Deutung gehören;

ferner auf die Arten der Bestimmung von Zerfallskonstanten für langlebige (65, 88, 89, 94) mittellanglebige (104, 123) und kurzlebige Produkte, wie *ThEm* und *AcEm* (103);

dann auf die Messung der Löslichkeit von Emanation in verschiedenen Flüssigkeiten (33, 50, 51, 52, 72, 128), welche auch eine theoretische Überlegung von G. Jäger**) veranlaßten;

auf spektrale Aufnahmen (1, 19, 31);

auf die Zählmethoden für γ-Strahlen (90, 92), für β-Strahlen (93)

---

*) W. Michl †, Phys. Zeitschr. 16, 69, 1915. Wien. Ber. 121, 1431, 1912.

**) G. Jäger, Wien. Ber. 124, 287, 1915.

und vor allem die Präzisionszählungen von α-Teilchen (105, 106, 107, 108);

ferner auf die Absorptionsmessungen für γ-Strahlen (4, 27, 61, 62, 97, 98, 99, 102, 110, 120);

dann auf die Methoden zur Erforschung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre (4, 9, 30, 46, 53);

endlich auf die präzise Durcharbeitung der Verfahren für die zahlreichen Aufgaben der Eichung verschiedenartigster natürlicher Stoffe und Präparate, wie sie das Institut zur Ausführung übernimmt.

Dazu traten naturgemäß für alle Spezialforschungen noch zahlreiche weitere methodische Neuschöpfungen an Apparaturen und Arbeitsweisen.

Besondere Beachtung muß in unserem Institut auch solchen Untersuchungen zugewendet werden, die eine Zeitspanne mehrerer Jahre bedürfen, um Ergebnisse liefern zu können. Neben dem Studium langlebiger Stoffe, wie *RaD* und *Ac* (130) mit Halbierungszeiten der Größenordnung von zwei Dezennien, sei hier z. B. bloß die Aufgabe erwähnt, radioaktiv reines Thor darzustellen. Wegen der Isotopie mit *RdTh* und dessen Halbierungszeit von 1,9 Jahren muß hierzu sukzessive durch Jahre hindurch immer wieder Mesothor aus dem Ausgangs-„Thor" abgeschieden werden, um endlich ein Präparat zu erzielen, das nur mehr die Thor-Eigenstrahlung vorwiegend enthält.

Untersuchungen über die Strahlenarten.

Mit den α-Strahlen befassen sich eine größere Reihe von Untersuchungen. Sowohl ihre Charakteristik und die Sättigungsverhältnisse wurden unter verschiedenen Bedingungen beobachtet (2, 117, 125) als die Form der Ionisationskurve (Braggsche Kurve) eingehend untersucht und die Reichweitenschwankungen und ihre Ursachen aufzuklären getrachtet (49, 71, 79, 82, 95, 116), wobei auch die Messungen im großen Plattenkondensator, die ursprünglich zur Auswertung des Stromäquivalentes der Emanationsmenge 1 Curie in Angriff genommen worden waren, mancherlei Anregungen boten (13, 38, 54 116). Mit Demonstration und Auswertung der Reichweiten beschäftigen sich die Nr. 12, 64, 68, 69, 109, wobei auch die Reichweiten in Flüssigkeiten (69) zum erstenmal beobachtet und gemessen erscheinen. Der gesamte von 1 g *U* aus den α-Teilchen erhaltene Strom (23) wurde bestimmt und die grundlegende Zahl der von 1 g *Ra* pro Sekunde emittierten Partikeln (105, 106, 107, 108), auf der eine große Reihe von Daten der Radioaktivität fußt, mit $3.72 \cdot 10^{10}$ festgestellt.

Hier seien weitere eindringliche Überlegungen über die Dimensionen der α-Partikeln auf Grund der neuesten Atommodelle erwähnt (129), die auch zur Erkenntnis der möglichen Abweichungen vom Coulombschen Gesetz in großer Nähe elektrischer Ladungen führten.

Mit den γ-Strahlen, besonders mit der Absorption derselben und ihrer komplexen Natur und den von ihnen erregten Sekundärstrahlen befassen sich Nr. 4, 27, 61, 97, 98, 99, 102, 120, vgl. auch dieses Jahrb. **15**, 64, 1918; Phys. Zeitschr. **21**, 193, 1920; mit den Zählungen von β- und γ-Teilchen bez. Impulsen Nr. 90, 92, 93. Wenn über die Natur, Wellenlänge und dgl. daraus auch noch keine erschöpfenden Daten zu erhalten sind, so sind doch manche Probleme damit gefördert, manche ganz neu zur Diskussion gestellt worden.

Hier schließen sich auch die Entdeckung und die Versuche zur Klärung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre (Hessschen Strahlung) an (9, 30, 46, 53), welche neuartige Annahmen kosmischer Natur verlangen.

Endlich seien noch die Versuche über Rückstoßphänomene erwähnt (85, 113, 118, 123), die einerseits über die Reichweite der Rückstoßpartikeln Auskunft geben, anderseits in den Zerstäubungsfragen, den Aggregatbildungen und über die Größe der Aggregate und einer großen Reihe damit in Verbindung stehenden Erscheinungen neue Ergebnisse und neue Problemstellungen zeitigten.

Wirkungen radioaktiver Substanzen.

Es seien zunächst die Wärmewirkungen hervorgehoben. Die zuerst in unserem Institut gewonnenen genauen Zahlen für die gesamte Wärmeentwicklung von 1 g *Ra* mit seinen Folgeprodukten bis *RaC*, im Betrage von 137 cal/Stunde und die von 1 g *Ra* ohne Zerfallsprodukte mit 25,2 cal/Stunde (17,25) waren nicht nur als absolute Zahlen von Bedeutung, sondern auch deshalb, weil sie die Frage aufrollten, ob die Energie der Korpuskularstrahlen und der von ihnen erregten sonstigen Strahlen quantitativ zu ihrer Berechnung hinreiche. Solange die Zahl der von 1 g *Ra* pro Sekunde emittierten α-Teilchen nach Rutherfords und Geigers Messungen mit $3{,}4 \cdot 10^{10}$ bez. $3{,}57 \cdot 10^{10}$ Geltung hatte, mußte dies zu der Anschauung drängen, daß noch anderweitige Energietransformationen im Atominnern von nöten seien, um eine so große Wärmeentwicklung verständlich zu machen. (17; M. u. S. 176). Durch die erneute Bestimmung der Zahl der aufbrechenden Atome (105), welche den höheren Betrag $3{,}72 \cdot 10^{10}$ lieferte, konnte aber diese Diskrepanz beseitigt werden und man darf heute annehmen, daß

anderweitige Transformationen im Atominnern, wenn solche vorhanden sind, energetisch von untergeordneter Bedeutung bleiben müssen.

Auf eine große Anzahl von Veröffentlichungen über die chemischen Wirkungen der Radiumstrahlen und die Gleichgewichtsbeeinflussungen bei chemischen Reaktionen kann nur hingewiesen werden. (Nr. 5, 7, 11, 15, 20, 21, 22, 32, 40, 41, 57, 60, 101, 119, 131.)

Bezüglich der photographischen Untersuchungen sei betont, daß die minutiösen Beobachtungen W. Michls zuerst nicht nur die Wirkung einzelner streifend in eine Platte eintretenden α-Teilchen klarlegten, sondern in ihrer weiteren Durchführung auch Schlüsse über die Reichweite in Gasen und Flüssigkeiten ermöglichten und über die Vorgänge in den obersten Schichten der photographischen Platte Aufschlüsse versprachen. (M. u. S. 184; Nr. 68, 69.)

Zahlreich waren die Beobachtungen über Lumineszenz- und Verfärbungserscheinungen (vgl. M. u. S. Kap. IV. 13 und IV. 14, sowie Nr. 24, 58 und die auf Grund von vom Institut vorgenommenen Versuchen in C. Dölters Buch: Das Radium und die Farben, Dresden, Steinkopff 1910, sowie: Die Farben der Mineralien, Sammlung Vieweg, Heft 27, 1915 angegebenen Detailresultate). Insbesondere im Zusammenhang zwischen Verfärbung, Lumineszenz und photoelektrischem Effekt lassen sich für die Elektronik wichtige Aufklärungen erhoffen; desgleichen für die Kolloidchemie fester Lösungen aus den Farben einfacher chemischer Verbindungen, die unter der Strahlenwirkung sich zeigen, sowie aus Verfärbungs- und Entfärbungsgeschwindigkeiten (vgl. auch Die Naturw. **8**, 284, 1920).

Von anderen Wirkungen wurden noch studiert, die Zerstäubungswirkungen (analog derjenigen von Kathoden- und Kanalstrahlen) im Zusammenhang mit den Effekten des Aggregatrückstoßes (Nr. 113, 118); ferner die Phänomene des elektrischen Windes, hervorgerufen durch radioaktive Präparate (124, 133) und schließlich auch einige physiologische Beeinflussungen (6, 15, 16, 26; vgl. auch M. u. S. 201).

Für die Art der Aufbewahrung starker radioaktiver Stoffe wichtig ist die Vermeidung von Explosionen eingeschmolzener Präparate. Die Befürchtungen, die vielfach wegen der Heliumentwicklung und Selbstzersetzung und des dadurch entstehenden Überdruckes gehegt wurden, sind wohl übertrieben worden, insbesondere, da das *He* im Salz sehr weitgehend okkludiert wird; hingegen ist peinlichst darauf zu achten, daß eingeschmolzene Präparate vorher sorgfältig getrocknet werden, da die Knallgasentwicklung sonst bald bedenklich wird. (M. u. S. 180.) Bei der Aufbewahrung von Lösungen ist durch Abpumpen oder Durchquir-

lung für regelmäßige Entfernung des Knallgases zu sorgen; insbesondere bei Einrichtungen für Emanationsgewinnung (vgl. M. u. S. 223) ist, ehe eventuell neue Glasverbindungen angeschmolzen werden sollen, hierauf zu achten, da sonst Explosionen schon beim stärkeren Erhitzen des Glases eingeleitet werden können.

Weiter ist zu beachten, daß in auffallender Weise Quarzglas, das als Behältnis für Radium und dergleichen verwendet wird, infolge des Bombardements der α-Teilchen in feinsten Sprüngen rissig wird (17); nach unseren neueren Erfahrungen gilt Ähnliches für lange Zeit (Jahre hindurch) starker α-Strahlung ausgesetztes Glas, wie z. B. der oben erwähnten Anordnung für Emanationsgewinnung; bei dem Versuche, derartig altes stark verfärbtes Glas mit neuen Stücken zu verschmelzen, zeigen sich zahllose feine Sprünge und verwehren auch geübten Glasbläsern die Möglichkeit Verbindungsstücke anzuschmelzen.

Die praktisch wichtige Frage, unter welchen Bedingungen man die beste Ausbeute an *RaC* bei Exposition in Radiumemanation erhält, wurde eingehend behandelt (126).

Die Radioelemente.

Es galt auf diesem Gebiete zunächst die einzelnen Stoffe sowohl chemisch als radioaktiv wirklich rein darzustellen, sodann ihre grundlegenden chemischen und physikalischen sowie radioaktiven Konstanten zu gewinnen. Auf die Einzelergebnisse sei nach der Elementenfolge, geordnet nach absteigender Atomnummer, nur in aller Kürze hingewiesen.

Uran. Präzisionsbestimmungen des Atomgewichts lieferten den Wert **238,18.** Der Wert ist unverändert der gleiche bei Proben sehr verschiedener Herkunft und sehr verschiedenem geologischen Alter (56, 84). Weitere Untersuchungen beziehen sich auf die Strahlung (23), Lebensdauer (48) und den Zusammenhang mit Actinium (59, 111, 122). Die Existenz eines „Radio-Uran" konnte nicht bestätigt werden (10).

Protactinium. Die spurenweise α-Strahlung des gereinigten Actiniums rührt zweifellos von dabei verbliebenen Resten Protactiniums her. Die diesbezüglich (64) angegebene Reichweite deckt sich mit den Angaben der Entdecker des *Pa* O. Hahn und L. Meitner. Das Abzweigungsverhältnis dieser Familie von der Uranfamilie erwies sich kleiner als früher angenommen wurde, zu 4 Proz. (127, 130).

Thor und seine Isotope.

Das Atomgewicht des *Th* wurde mit **232,12** festgestellt (86); seine

Lebensdauer wurde überprüft (65). Viele Jahre in Anspruch nehmende Versuche zu seiner radioaktiven Reinigung sind im Gange.

Die Zerfallskonstanten von UX_1 und UY und deren Abzweigungsverhältnis wurden neu bestimmt (127).

Ionium. Das Atomgewicht des Ionium-Thoriumgemisches aus St. Joachimstaler Pechblende wurde mit **231,51** bestimmt (87) und damit nach der Auffindung der im Atomgewicht verschiedenen Bleiarten auch für das „Thor" die reale Existenz von Isotopen erwiesen. Die Identität des Spektrums war schon früher (19) bekanntgemacht worden. Es wurden die Reichweite (64) und die Zerfallskonstante dieses Stoffes (88) bestimmt.

Radiothor. Die Zerfallskonstante wurde neu bestimmt (96); zur Strahlung vgl. 62.

Radioactinium. Über seine Einheitlichkeit handeln in Verbindung mit Konstantenbestimmungen Nr 64, 104.

Actinium. Mit seinen und seiner Zerfallsprodukte Eigenschaften befassen sich Nr. 59, 64, 104, 111. Der genetische Zusammenhang der *Ac*(*ProtAc*)familie mit Uran wurde erwiesen (122, 127). Seine Halbierungszeit wurde zu 16 1/2 Jahren gefunden (130):

Radium. Nachdem die Reindarstellung gelungen und das genaue Atomgewicht mit **226,0** festgestellt war (8, 29), das Spektrum ausgemessen (1) und der Reinheitsgrad damit gesichert und eine Reihe von Eigenschaften beschrieben waren (31), wurde die Standardisierung durchgeführt (8, 17, 37a), die Strahlung, Wärmeentwicklung (17, 25) bestimmt und nach anfänglichen rechnerischen und minder sicheren experimentellen Schätzungen (48, 94) auf Grund der α-Zählungen (105) die mittlere Lebensdauer genau bestimmt. $T = \mathbf{1280}$ Jahre.

Mesothor. Das mit Radium isotope *MsTh* war bereits 1904 vor seiner Entdekung durch O. Hahn in unserer Hand gewesen, aber nicht als solches erkannt worden. Die Identifikation erfolgte erst nach Hahns Mitteilungen (3). Die Eichung der Präparate ist wegen der langsamen Einstellung des Gleichgewichtes mit seinen Folgeprodukten eine komplizierte Aufgabe. Ihr galten Studien, 62, 110, und es ist damit der Weg für rationelle Gehaltsbestimmungen gewiesen. Eine weitergehende Einigung über die hier zu befolgende Meßmethodik ist dringlich anzustreben, da hier, wie seinerzeit im Falle des Radiums Diskrepanzen je nach dem Orte (und den verschiedenen Verfahren der Eichung) sonst bei dem hohen Preise dieses Stoffes zu Mißhelligkeiten zwischen Käufer und Verkäufer führen.

Thor X; AcX. Zerfallskonstante von AcX und chemische Reindarstellung vgl. 104.

Emanationen.

Radiumemanation. Die Emanationen nehmen eine bisher unbesetzte Stelle im periodischen System ein, sie sind ein „neues“ chemisches Element und ihr Studium daher ebenso wie das der anderen „neuen Elemente“ *Pa*, *Ac*, *Ra*, und *Po* von besonderem chemischen Reiz. Es wurden insbesondere die Löslichkeitsverhältnisse untersucht, da gehofft werden darf, damit auch für die anderen Gase, die nicht in so weitgehender Verdünnung beobachtet werden können, allgemeine Aufschlüsse zu erhalten (33, 36, 50, 51, 52, 72, 128). Die Löslichkeit im Blut, bei der Inhalations- und Trinkkur (36) hat hierbei auch noch spezielles medizinisches Interesse.

Die tunlichst genaue Auswertung des Stromäquivalents der Gewichtseinheit 1 Curie war notwendig für alle Eichungen, sowohl für den Emanationsgehalt von Quell- und künstlichen Emanationswässern, als für die Radiumgehaltsbestimmungen aus der Emanation (13, 38, 54, 116). Der derzeit als bester erhaltene Wert liefert 1 Curie ohne Zerfallsprodukte äquivalent durch seine α-Strahlung $\mathbf{2{,}75 \cdot 10^6}$ el.-stat. Einh.

Die Zerfallskonstante wurde unter anderem auch anläßlich der Wärmeentwicklungsmessungen (25) verifiziert.

Die Bestimmungen der Thor- und Actiniumemanationen aus Strömungsmethoden wurden (121, 122) durchgeführt und die Zerfallskonstanten wurden nach mehreren Methoden nachgeprüft (103).

Polonium. Dieses „neue Element“ ist insofern chemisch-physikalisch von noch höherem Interesse, als es nicht inert ist, sondern vielmehr mit dem oft gesuchten „Eka- oder Dvi-tellur“ zu identifizieren oder isotopieren ist. Mit seiner Darstellung und seinem elektrochemichen Verhalten befassen sich ausführlich die Nr. 34, 45, 47, 67, M. u. S. 357; womit es in dieser Hinsicht sehr vollständig charakterisiert erscheint, und die Anweisung für seine rationelle Gewinnung, sei es aus Blei- Radiobleilösungen, sei es aus dem direkt aus *RaEm* entwickelten *RaD* gegeben sind. Die Reichweite seiner α-Teilchen in Luft (64, 68) und in Flüssigkeiten (69) sowie die ganzen Ionisationskurven (79, 95, 116) wurden gemessen. Als bemerkenswertes Ergebnis sei die Entdeckung des Poloniumwasserstoffes (80, 114) hervorgehoben. In diesem Gase liegt dasjenige unter den nicht inerten vor, welchem neben BiH_3 das höchste Molekulargewicht 212 zukommt. Seine Darstellung erfolgt analog der des BiH_3, $ThC \cdot H_3$, $RaC \cdot H_3$ (114).

Auf die Neigung zu Legierungsbildungen mit *Pt* und *Pd* wurde (45) hingewiesen.

Die Wismut-Isotope: *RaC*, *ThC*, *AcC* und *RaE*.

Die ersteren drei Stoffe wurden in der Regel gemeinsam untersucht mit den anderen Elementen des „aktiven Niederschlags". Über ihre Elektrochemie vgl. 43, 44, 66; die merkwürdigen Erscheinungen bei der Verdampfung, die davon abhängt, in welcher Weise die Produkte gewonnen werden, ob elektrolytisch, oder aus dem Zerfall der Emanation in die Unterlage hineingehämmert, sind in Nr. 81, 83 behandelt und betreffs ihrer Bedeutung für die Anschauungen der Isotopie besprochen (M. u. S. 412/413). Das kolloidale Verhalten dieser Stoffe führt zu einfachen Trennungsmöglichkeiten (47, 55, 82a). Zerfallskonstantenbestimmungen und Zerfallskurvenberechnungen finden sich 63, 104, 121. Besonders betont sei wie beim *Po* die Entdeckung der Wasserstoffverbindungen $RaC \cdot H_3$ (Molekulargewicht 217); $ThC \cdot H_3$ (215) und daran anschließend die des gewöhnlichen Wismuts BiH_3 (212). Die Auffindung dieser interessanten Gase auf Grund radioaktiver Forschung zeigt in augenfälliger Weise, wie auch die gewohnte Chemie aus den neuen Anschauungen und Beobachtungsmethoden Nutzen ziehen kann.

Die Blei-Isotope: *RaB*, *ThB*, *AcB* dann *RaD* sowie die Endprodukte *RaG*, *ThD*, *AcD*. Über die *B*-Stoffe sind Angaben meist bei denen über die *C*-Körper mitenthalten (siehe oben). Die Versuche *RaD* von Blei zu trennen, die trotz aller Variationen und aufgewendeter Sorgfalt zu negativen Resultaten führten (42), gehören zu den Grundlagen welche die chemische Untrennbarkeit und damit die Eigenschaften der Isotopie erkennen ließen (66). Nachdem es gelungen war aus Radiumemanation bleifreies *RaD* zu gewinnen (66), wurde die elektrochemische Vertretbarkeit dieser Isotope nachgewiesen und nach Reingewinung von *RaG* (73) auch auf dieses Produkt ausgedehnt (76). Die Präzisionsbestimmungen der Atomgewichte der verschiedenen Bleiarten (73, vgl. auch Zeitschr. f. Elektroch. **23**, 161, 1917, **25**, 91, 1919), haben Anlaß zu zahlreichen weitgehenden Schlüssen über Natur und Aufbau der Elemente gegeben. Insbesondere seien die Auffassungen betreffs der Altersbestimmungen der Mineralien (70, 100, 121, vgl. auch Die Naturw. **5**, 429, 452, 610, 709, 1917) hervorgehoben. Bezüglich der auf zweifachem Wege entstehenden *ThD*-Produkte wurde gezeigt, daß offenbar beide stabil sind (111).

Die Thalliumisotopen C''-Produkte.

Die bisher noch nicht sehr genau festgestellten Halbierungszeiten wurden neu bestimmt und das Abzweigungsverhältnis aus dem *Bi*-Iso-

top *C* überprüft (123) und dabei wurden Erfahrungen über die Art der Gewinnung aus dem Rückstoß gesammelt.

Isotopie. Allgemeineres.

Die für die ganze chemisch-physikalische Entwickelung der letzten Jahre grundlegende Entdeckung der Isotopie fand in den Spektraluntersuchungen über Ionium (19) und den negativen Ergebnissen aller Versuche *Pb* und *RaD* zu trennen, (42) gute Stützen. Durch die eingehenden Studien über Ionium-Thorium (87, 88), die verschiedenen Bleiarten (42, 43, 44, 66, 73, 75, 76, 77, 81), über Mesothor und Radium (3, 17, 88), sowie über die Wismutisotope wurden sowohl bereits vorhandene Erkenntnisse bestätigt als neue zutage gefördert und viele Untersuchungen angeregt. Die Gleichheit der Magnetisierungszahlen (77) isotoper Stoffe wurde festgestellt und durch M. Siegbahn mit dem Hönigschmidschen *RaG* der Nachweis der Identität der Röntgenspektren der verschiedenen Bleiarten erbracht (Phys. Zeitschr. **18**, 547, 1917). Die elegante Methodik der „radioaktiven Indikatoren" zum Studium der Eigenschaften mit ihnen isotoper allbekannter Grundstoffe (43, 132), die Beobachtungen über die Vertretbarkeit von Elementen (44), die ausführlichen Studien über die Adsorption und Mitfällung, welche zur Aufstellung der Grundregeln für die Gewinnung radioaktiver Substanzen führte (74, 63, vgl. dieses Jahrb. **11**, 451, 1914), die Untersuchungen über den Austausch der Atome in fester und flüssiger Phase (75), die Entdeckung des Wismutwasserstoffes (114) und PoH_2 (80, 114), neuerdings auch des Bleiwasserstoffes, bedeuten wertvolle Gewinne unserer physikalisch-chemischen Kenntnisse. Das Kolloidwerden bestimmter Radioelemente (47, 55, 82a, 115) lehrt nicht nur neue Gewinnungsmethoden, sondern verspricht, indem es sich hier um Aggregate anderer Größe als bei den bisher bekannten Kolloiden handelt, weitere Aufschlüsse in diesem in Entwickelung begriffenen Gebiete und die Aggregatgrößenschätzungen (118) welche auf ganz anderem Wege erhalten wurden, sind ein Fingerzeig für die Deutung mancher bisher unklarer Vorgänge (vgl. auch 133).

Die Anwendung radioaktiver Indikatoren ermöglichte auch das Studium der Selbstdiffusion, was für die Kenntnis der Elektrizitätsleitung und Diffusion in festen Salzen grundlegende Daten schafft (132).

Die Menge des aktiven Niederschlages, welche sich beim Eintauchen in Radiumemanation auf verschiedenen Metallen absetzt, zeigt einen Zusammenhang mit der Spannungsreihe an (91). Ihre Verschiedenheit beansprucht Beachtung bei der Meßmethodik.

Allgemeinere Beziehungen zwischen den Radioelementen (78) und speziell der Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit und Reichweite der α-Teilchen (64, 89) wurden aufgesucht und die Frage zur Diskussion gestellt, ob es Isotope mit gleichem Atomgewicht geben kann (111, 122). Auch wurden Anschreibungen des periodischen Systems im Anschluß an die modernen Anschauungen gegeben (Phys. Zeitschr. **19**, 178, 1918).

Im Anschluß an seine hier durchgeführten Untersuchungen und Überlegungen sah sich F. Paneth veranlaßt, die Frage nach der zweckdienlichsten Fassung des Elementbegriffes aufzurollen (Zeitschr. f. phys. Ch. **91**, 171, 1916; **92**, 677, 1917), die seither von verschiedenen Autoren diskutiert wird.

Auch wurde der Versuch unternommen wegen der unzweckmäßigen Verschiedenheit der Nomenklatur Ordnung durch Einigung zu erzielen (Phys. Zeitschr. **19**, 30, 1918, Zeitschr. f. Elektroch. **24**, 36, 1918).

Aus im Zusammenhang mit anderen ausgeführten oder geplanten Untersuchungen gemachten Beobachtungen resultieren einige ein wenig abseits stehende Abhandlungen (14, 28, 35, 37, 39, 79a) ebenso einige allgemeinere luftelektrische Beobachtungen und Betrachtungen (18, 112 Hess und Kofler, Wien. Ber. **126**, 1389, 1917); (Hess u. Schmidt, Phys. Zeitschr. **19**, 109, 1918).

Schlußwort.

Es war nicht die Absicht, ein erschöpfendes Bild über die Art und Tätigkeit des Wiener Instituts für Radiumforschung zu geben; nur die Aufmerksamkeit der Fachgenossen sollte auf seine Einrichtungen und Forschungsmöglichkeiten gelenkt werden. Das erste Jahrzehnt seiner Wirksamkeit geht zu Ende, mögen die folgenden es ererlauben in fruchtbarer und ergiebiger Weise weiterzuarbeiten. Dazu gehört aber vor allem das Interesse und die Mitarbeit möglichst vieler hervorragender Fachleute; an sie und alle Freunde der wissenschaftlichen Forschung überhaupt sei die Bitte gerichtet, dem Institut ihre werktätige Freundschaft zu bewahren oder zuzuwenden.

Literatur.

Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung.

1911.

1. F. Exner und E. Haschek, Über das Bogen- und Funkenspektrum des Radiums.
2. St. Meyer und V. F. Hess, Über die Erreichung der Sättigungswerte bei Ionisation durch α-Strahlen.

3. L. Haitinger, K. Peters und St. Meyer, Über Radium und Mesothor aus Monazitsand.
4. V. F. Hess, Über direkte Messungen der Absorption der γ-Strahlen von Radium C in Luft.
5. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 1. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf Wasserstoffsuperoxyd in neutraler Lösung.
6. E. D. Congdon, Die Beeinflussung des Wachstums von Samen durch β-Strahlen.
7. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 2. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf Alkalijodide in wässeriger Lösung.
8. O. Hönigschmid, Revision des Atomgewichts des Radiums und Herstellung von Radium-Standardpräparaten.
9. V. F. Hess, Messungen der durchdringenden Strahlung bei zwei Freiballonfahrten.
10. H. Sirk, Zur Frage nach der Existenz eines aktiven Elements zwischen Uran und Uran X.
11. S. C. Lind, Ozonisierung des Sauerstoffes durch α-Strahlen.

1912.

12. K. Przibram, Ein einfacher Versuch zur Demonstration der Reichweite (Range) der α-Strahlen.
13. L. Flamm und H. Mache, Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator.
14. K. Przibram, Über den Phosphorgehalt der Phosphornebelteilchen.
15. E. v. Knaffl-Lenz und W. Wiechowski, Über die Wirkung von Radiumemanation auf Mononatriumurat.
16. H. Molisch, Über das Treiben von Pflanzen mittels Radiums.
    H. Molisch, Über Heliotropismus im Radiumlichte.
17. St. Meyer und V. F. Hess, Zur Definition der Wiener Radiumstandardpräparate.
18. A. Brommer, Luftelektrische Messungen während der partiellen Sonnenfinsternis am 17. April 1912.
19. F. Exner und E. Haschek, Spektroskopische Untersuchung des Ioniums.
20. A. Kailan, Über die Einwirkung von ultraviolettem Licht auf o-, m- und p-Nitrobenzaldehyd sowie auf Benzaldehyd selbst.
21. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 3. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf einige anorganische Verbindungen.
22. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 4. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf einige organische Verbindungen und Reaktionen.
23. St. Meyer und F. Paneth, Über die Intensität der α-Strahlung von Uran.
24. St. Meyer und K. Przibram, Über einige neue Erscheinungen bei der Beeinflussung von Gläsern und Mineralien durch Becquerelstrahlung.

25. V. F. Hess, Die Wärmeproduktion des von seinen Zerfallsprodukten befreiten Radiums.
26. H. Molisch: Über den Einfluß der Radiumemanation auf die höhere Pflanze.
27. A. Brommer, Über die Absorption der γ-Strahlen des Radiums C (und Notiz hierzu).
28. W. Altberg (Odessa), Anwendung des Luftwiderstandes zur Messung von Gasgeschwindigkeiten.
29. O. Hönigschmid, Revision des Atomgewichtes des Radiums durch Analyse des Radiumbromids (und vorläufige Mitteilung hierzu).
30. V. F. Hess, Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten.
31. E. Haschek und O. Hönigschmid, Zur Frage der Reinheit des internationalen Radiumstandards.
32. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 5. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf sterilisierte wässerige Rohrzuckerlösungen.
33. M. Kofler, Die Löslichkeit der Radiumemanation in Wasser in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur.
34. F. Paneth, Über eine neue Methode zur Konzentrierung von Polonium.
35. K. Przibram, Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen.
36. H. Mache und Erh. Sueß: Über die Aufnahme von Radiumemanation in das menschliche Blut bei der Inhalations- und Trinkkur.

1913.

37a) St. Meyer, Über die im Wiener Radiuminstitut vorgenommene Herstellung einiger sekundärer Radiumetalons.
37. H. Sirk, Ein Druckgefälle im Glimmstrom bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes.
38. L. Flamm und H. Mache, Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator (II. Mitteilung).
39. A. Kailan, Über einige Zersetzungen im ultravioletten Lichte.
40. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 6. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf die Jodide der alkalischen Erden.
41. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 7.
42. F. Paneth und G. v. Hevesy, Über die Trennung des Radiums D von Blei.
43. F. Paneth und G. v. Hevesy, Über Radioelemente als Indikatoren in der analytischen Chemie.
44. F. Paneth und G. v. Hevesy, Über die elektrochemische Vertretbarkeit von Radioelementen.
45. F. Paneth und G. v. Hevesy: Über die Gewinnung von Polonium.
46. V. F. Hess, Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung.
47. F. Paneth, Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen.
48. St. Meyer, Über die Lebensdauer von Uran und Radium.

49. Friederike Friedmann: Experimentelle Bestimmung der Schwankungen in der Reichweite der einzelnen α-Teilchen.
50. St. Meyer, Bemerkungen über die Löslichkeit von Radiumemanation und anderen Gasen in Flüssigkeiten.
51. M. Kofler, Über die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten.
52. M. Kofler, Löslichkeit der *Ra*-Emanation in wässerigen Salzlösungen.
53. V. F. Hess, Über das Verhalten der durchdringenden Strahlung in Höhen von 1000 bis 4000 m.
54. L. Flamm und H. Mache, Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator (III. Mitteilung).
55. F. Paneth: Über kolloide Lösungen radioaktiver Substanzen. II.

1914.

56. O. Hönigschmid, Revision des Atomgewichtes des Urans durch Analyse des Uranobromids. (Vorläufige Mitteilung.)
    O. Hönigschmid, Revision des Atomgewichtes des Urans.
57. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung 8.
58. St. Meyer und K. Przibram, Über die Verfärbung von Salzen durch Becquerelstrahlen und verwandte Ercheinungen.
59. F. Paneth und K. Fajans, Über den Zusammenhang des Actiniums mit der Uranreihe.
60. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung 9. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf wässerige Fumar- und Maleinsäurelösungen.
61. K. W. F. Kohlrausch und E. Schrödinger: Über die weiche (β) Sekundärstrahlung von γ-Strahlen.
62. St. Meyer und V. F. Hess, γ-Strahlenmessung von Mesothorpräparaten.
63. K. Horovitz und F. Paneth, Über Adsorptionsversuche mit Radioelementen.
64. St. Meyer, V. F. Hess und F. Paneth, Neue Reichweitenbestimmungen an Polonium, Ionium und Actiniumpräparaten.
65. Bertha Heimann, Über die Lebensdauer des Thoriums.
66. G. v. Hevesy und F. Paneth, Zur Frage der isotopen Elemente.
67. G. v. Hevesy und F. Paneth, Zur Elektrochemie des Poloniums.
68. W. Michl, Zur photographischen Wirkung der α-Teilchen.
69. W. Michl, Über die Reichweite der α-Strahlen in Flüssigkeiten.
70. A. Holmes und R. W. Lawson, Zur Frage des Endproduktes der Thoriumreihe.
71. L. Flamm, Theoretische Untersuchungen über die Ursache und Größe der Reichweiteschwankungen bei den einzelnen α-Strahlen eines homogenen Bündels.
72. G. Hofbauer, Die Löslichkeit der Radiumemanation in Alkoholen ($C_n H_{2n+2} O$) und Fettsäuren ($C_n H_{2n} O_2$).
73. O. Hönigschmid und Stefanie Horovitz, Über das Atomgewicht des „Uranbleis".
74. F. Paneth, Über Adsorbierung und Fällung der Radioelemente.

1915.

75. G. v. Hevesy, Über den Austausch der Atome zwischen festen und flüssigen Phasen.
76. G. v. Hevesy und F. Paneth, Über galvanische Ketten aus Blei-Isotopen.
77. St. Meyer, Magnetisierungszahlen isotoper Stoffe.
78. St. Meyer, Über die Atomvolumenkurve und über den Zusammenhang zwischen Atomvolumen und Radioaktivität.
79. R. W. Lawson, Versuche über die von den α-Strahlen des Poloniums in Luft und Wasserstoff erzeugte Ionisation.

79a) R. W. Lawson, (Anhang) über ein einfaches Manobarometer von weitem Meßbereiche.

80. R. Wi. Lawson, Über die Existenz einer Polonium-Wasserstoff-Verbindung.
81. S. Loria, Über die Verdampfung des *ThB* und *ThC*.
82. L. Flamm, Theoretische Untersuchungen über Ursache und Größe der Reichweiteschwankungen bei den einzelnen α-Strahlen eines homogenen Bündels. II.

82a) T. Godlewski, Über eine neue Methode zur Abtrennung der radioaktiven *C*-Produkte.

83. S. Loria, Über die Verdampfung des *RaC*.
84. O. Hönigschmid und St. Horovitz, Zur Kenntnis des Atomgewichtes des Urans.

1916.

85. T. Godlewski, Über das Eindringen der Partikeln des aktiven Niederschlages des Thoriums in die Platten, die in der Emanation aktiviert werden.
86. O. Hönigschmid und Stefanie Horovitz, Revision des Atomgewichtes des Thoriums. Analyse des Thoriumbromids.
87. O. Hönigschmid und Stefanie Horovitz, Zur Kenntnis des Atomgewichtes des Ioniums.
88. St. Meyer, Die Lebensdauer des Ioniums und einige Folgerungen aus der Bestimmung dieser Konstante.
89. St. Meyer, Über die Beziehung zwischen Zerfallskonstanten und Reichweiten.
90. V. F. Hess und R. W. Lawson, Eine Methode zur „Zählung" der γ-Strahlen.
91. J. Patkowski, Über die Menge des aktiven Niederschlages, welche sich auf verschiedenen Metallen beim Eintauchen in Radiumemanation absetzt.
92. V. F. Hess und R. W. Lawson, Über die Zahl der γ-Strahlen von den Zerfallsprodukten des Radiums.
93. V. F. Hess und R. W. Lawson, Über die Zählung von β-Strahlen nach der Methode der Stoßionisation.
94. St. Meyer und R. W. Lawson, Zur Kenntnis der mittleren Lebensdauer des Radiums.

95. J. P. Rothensteiner, Szintillationszählungen über die Reichweiteschwankungen der α-Strahlen von *RaF* in Luft.
96. St. Meyer und F. Paneth, Notitz über die Zerfallskonstante des Radiothors.

1917.

97. K. W. F. Kohlrausch, Die Absorption der γ-Strahlen von Radium (1. Teil).
98. K. W. F. Kohlrausch, Die Absorption der γ-Strahlen von Radium (2. Teil).
99. K. W. F. Kohlrausch, Über die harte Sekundärstrahlung der γ-Strahlen von Radium.
100. R. W. Lawson, Das Alter der Thormineralien.
101. A. Kailan, Über die chemische Wirkung der durchdringenden Radiumstrahlung. 10. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf Chloroform und Tetrachlorkohlenstoff nebst Notiz über die Einwirkung von ultraviolettem Licht auf Chloroform.
102. K. W. F. Kohlrausch, Die Absorption der γ-Strahlen von Radium (3. Teil).
103. R. Schmid, Bestimmung der Halbierungszeit von Thorium- und Actiniumemanation.

1918.

104. St. Meyer und F. Paneth, Über die Actiniumzerfallsprodukte.
105. V. F. Hess und R. W. Lawson, Die Zahl der von Radium ausgesendeten α-Teilchen.
106. R. W. Lawson und V. F. Hess, Über die photographische Registrierung der α-Teilchen.
107. R. W. Lawson und V. F. Hess, Die Reflexion der α-Teilchen in einem langen Glasrohr bei schräger Inzidenz.
108. R. W. Lawson und V. F. Hess, Erfahrungen und Spezialergebnisse bei der Zählung von α-Teilchen.
109. R. W. Lawson, Über die Beziehung zwischen Masse pro Flächeneinheit und Luftäquivalent von für α-Strahlen durchlässigen Glimmerblättchen.
110. Marietta Blau, Über die Absorption divergenter γ-Strahlung.
111. St. Meyer, Zur Frage nach der Existenz von Isotopen mit gleichem Atomgewicht. Die Endprodukte der Thoriumzerfallsreihe.
112. V. F. Hess, Über die Verteilung der radioaktiven Substanzen in und über dem Meere.
113. R. W. Lawson, Die Zerstäubung von Metallen durch α- und β-Strahlen.
114. F. Paneth, Über Wismutwasserstoff uud Poloniumwasserstoff.
115. G. v. Hevesy, Über elektrolytische und kolloide Lösungen von Radioelementen.

1919.

116. Grete Richter, Messungen im Schutzringplattenkondensator mit *RaF* nebst eingehender Diskussion der Verwendung des Binanten- oder Quadrantenelektrometers als Strommeßinstrument.

117. Hilda Fonovits, Über die Erreichung des Sättigungsstromes für α-Strahlen im Plattenkondensator.
118. R. W. Lawson, Der Aggregatrückstoß als Begleiterscheinung des Zerfalls α-strahlender Substanzen.
119. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 11. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen und der des ultravioletten Lichtes auf Toluol allein sowie auf Toluol bei Anwesenheit von Wasser.
120. K. W. F. Kohlrausch, Über die harte Sekundärstrahlung der γ-Strahlen von Radium. (2. Mitteilung.)
121. St. Meyer, Thor- und Urangehalt einiger Erze, nebst Anhang: Über die zeitliche Änderung von *ThB—ThC.*
122. St. Meyer und V. F. Hess, Über die Konstanz des Verhältnisses von Actinium zu Uran in natürlichen Erzen.
123. Eleonore Albrecht, Über die Verzweigungsverhältnisse bei *RaC*, *AcC*, *ThC* und die Zerfallskonstanten der *C*"-Produkte.
124. V. F. Hess, Über den Ionenwind.

1920.

125. F. Brössler, Über die Erreichung des Sättigungsstromes in Zylinderkondensatoren bei Ionisation durch Radiumemanation im Gleichgewicht mit ihren Zerfallsprodukten.
126. Anna Gabler, Über die Ausbeute an aktivem Niederschlag des Radiums im elektrischen Felde.
127. G. Kirsch, Über die Konstanz des Verhältnisses zwischen *UX* und *UY* in Uran verschiedener Herkunft.
128. Maria Szeparowicz, Untersuchungen über die Verteilung von Radiumemanation in verschiedenen Phasen.
129. A. Smekal, Über die Dimensionen der α-Partikel und die Abweichungen vom Coulombschen Gesetz in großer Nähe elektrischer Ladungen.
130. St. Meyer, Zur Kenntnis der Zerfallskonstante des Actiniums und des Abzweigungsverhältnisses der Actiniumreihe.
132. A. Kailan, Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 12. Über die Lage des Fumar-Malein-Gleichgewichtes in der durchdringenden Radiumstrahlung und über die Wirkung letzterer und von ultraviolettem Lichte auf wässerige Lösungen von Harnstoff, Benzoesäure und Ameisensäure.
132. G. v. Hevesy, Elektrizitätsleitung und Diffusion in festen Salzen.
133. V. F. Hess, Über Konvektionserscheinungen in ionisierten Gasen.

Vgl. auch: St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität; bei B. G. Teubner 1916 (zitiert als M. u. S.)

Wien, im Mai 1920.

(Eingegangen 2. Juni 1920).

Über das Emissionsvermögen der Metalle und die Methoden zu dessen Bestimmung.

Von **F. Henning.**

I. Einleitung.

Abgesehen von den sehr allgemein gültigen Gesetzen, welche Kirchhoff über die Vorgänge der Absorption und Emission aufstellte, sind alle wichtigen Strahlungsgesetze auf dem Boden des Experimentes erwachsen, und zwar derart, daß die Theorie nicht nur durch das Experiment angeregt (wie es bei Kirchhoff durch die Beobachtung der Spektrallinien geschah), sondern wesentlich durch dasselbe bestimmt wurde.

Fünf Jahre bevor Boltzmann 1884 die Thermodynamik auf die Strahlung anwandte und nachwies, daß die Gesamtstrahlung G_s eines schwarzen Körpers der vierten Potenz der absoluten Temperatur T proportional ist

$$G_s = \sigma T^4 , \tag{1}$$

hatte bereits Stefan nach einer Anzahl ziemlich ungenauer Messungen dieses Gesetz ausgesprochen, es aber fälschlich nicht nur auf den schwarzen Körper beschränkt, sondern für sehr verschiedene Strahler als gültig erklärt. Bevor W. Wien 1893 zu seinen Verschiebungsgesetzen

$$\lambda_m T = \text{konst} = 2880 \cdot 10^{-4} \text{ cm. Grad} \tag{2}$$

$$E_m T^{-5} = \text{konst.} \tag{3}$$

gelangte, welche die Temperatur eines schwarzen Körpers mit der Wellenlänge λ_m maximaler Energie und mit diesem Energiemaximum E_m selbst in Beziehung setzen, war Paschen durch Messungen an nicht schwarzen Körpern zu der ersteren dieser beiden Gleichungen geführt worden. Auch als Wien 1896 das noch heute für sichtbare Wellenlängen gültige Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers

$$E = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \tag{4}$$

aufstellte, war kurz vorher rein empirisch von Paschen eine ganz ähnliche Regel für das Spektrum fester Körper angegeben worden.

Spätere genauere Beobachtungen von Lummer, Kurlbaum und Pringsheim, die sich auch auf das Gebiet langer Wellen erstreckten, erforderten eine Korrektion dieser Strahlungsgleichung und bildeten den Ausgangspunkt für die berühmte Plancksche Theorie der Energie-

quanten, die umwälzend auf so viele Gebiete der Physik eingewirkt hat. Es handelt sich hier um eines der schönsten Beispiele für die Notwendigkeit, eine physikalische Größe mit möglichster Genauigkeit zu messen. Die Plancksche Strahlungsgleichung lautet in ihrer letzten Form

$$E = c_1 \lambda^{-5}\left[e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right]^{-1} = c_1 \lambda^{-5} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{n c_2}{\lambda T}}. \tag{5}$$

Doch muß erwähnt werden, daß selbst, abgesehen von der Theorie der Energiequanten, diese Gleichung nicht ohne eine gewisse Willkür aufgestellt ist, die in dem Zusammenhang zwischen der Strahlungsintensität und dem Bestreben eines Oszillators, mehr oder weniger leicht seine Energie abzugeben, beruht. Planck wählte für jenen Zusammenhang einen besonders einfachen Fall, der bisher durch die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen gerechtfertigt erschien. Indessen hat neuerdings Nernst (33) [1]) nachdrücklich darauf hingewiesen, daß die Plancksche Strahlungsgleichung besonders in dem Gebiet, in dem das Produkt λT den Wert 5700 besitzt, systematische, wenn auch kleine Abweichungen von den vorliegenden Beobachtungen aufzuweisen scheint.

Wenn somit die Strahlungseigenschaften des schwarzen Körpers in weitgehendem Maße erforscht und die Tatsachen der Erfahrung fast restlos durch die aufgestellten Gesetze dargestellt werden, so stehen wir vor beträchtlichen Unsicherheiten, wenn es sich um die Strahlung irgendeines anderen Körpers handelt. Der einzige untrügliche Leitstern in diesen unbekannten Gebieten ist das Kirchhoffsche Gesetz, das besagt, daß die Emission E' irgendeines Strahlers gleich dem Produkt aus seinem Absorptionsvermögen A und der Emission E des schwarzen Körpers gleicher Temperatur ist,

$$E' = AE. \tag{6}$$

Das Verhältnis $\frac{E'}{E} = A$ wird auch Emissionsvermögen des betreffenden Strahlers genannt. Für Körper, welche für Licht undurchlässig sind, steht das Absorptionsvermögen mit dem Reflexionsvermögen R in der einfachen Beziehung

$$A = 1 - R, \tag{7}$$

---

1) Die Literatur ist am Schluß des Aufsatzes zusammengestellt. Auf die zitierte Arbeit verweist im Text die hinter den Namen des Autors in Klammern gesetzte Zahl.

sodaß

$$E' = (1 - R) E \tag{8}$$

gesetzt werden kann.

Das Absorptionsvermögen A bzw. das Reflexionsvermögen R ist eine Funktion von Wellenlänge und Temperatur, deren Verlauf leider bisher wenig bekannt ist. Ganz besonders gilt dies für die große Klasse der elektrisch nicht leitenden Körper. Besser ist man über das Absorptionsvermögen der blanken, oxydfreien Metalle unterrichtet, deren Strahlungseigenschaften deshalb hier allein besprochen werden sollen. Die Vorzugsstellung der Metalle rührt daher, daß das Absorptionsvermögen im sichtbaren Gebiet ganz besonders einfachen Gesetzen zu gehorchen scheint und daß sich die verwickelten Verhältnisse im Bereich langer Wellen durch die elektromagnetische Theorie mit Leichtigkeit entwirren lassen. Diese theoretischen Betrachtungen mögen an die Spitze gestellt werden.

II. Theoretisches.

Die Anwendung der Maxwellschen Gleichungen auf metallische Leiter, wie sie zuerst durch Drude (12) und später von Planck (41) durchgeführt wurde, liefert folgende Beziehung

$$A = 1 - R = 0{,}365 \left(\frac{\gamma}{\lambda}\right)^{1/2} - 0{,}0667 \frac{\gamma}{\lambda} + 0{,}0091 \left(\frac{\gamma}{\lambda}\right)^{3/2} - \ldots, \tag{9}$$

wenn γ den spezifischen Widerstand des betreffenden Metalles darstellt. Hierbei ist indessen zu bemerken, daß diese Gleichung nur unter der Bedingung als gültig angesehen werden kann, daß die Bewegung der elektrisch geladenen kleinsten Teilchen der Metalle eine ungeordnete ist und der Raum, in dem sich die elektro-magnetischen Vorgänge abspielen, als Kontinuum angesehen werden kann. In einem Wellenlängenbereich, in dem molekulare Eigenschwingungen stattfinden und die elektrische Feldstärke gewisse periodische Zusatzglieder erhält, welche bei der genannten Ableitung unberücksichtigt geblieben sind, muß die Gleichung (9) versagen. Sie scheint streng nur oberhalb 8μ zu gelten.

Stellt man das Absorptionsvermögen der Metalle, wie es sich aus dem Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur nach Gleichung (7) errechnen läßt, graphisch als Funktion der Wellenlänge dar, so sieht man deutlich, daß die Kurven oberhalb etwa 1μ langsam fast geradlinig nach langen Wellen abfallen und sehr niedrige Ordinatenwerte besitzen; daß dagegen im sichtbaren Gebiet zugleich mit einem leb-

haften Anstieg das Absorptionsvermögen ein sehr unregelmäßiges Verhalten aufweist. Auf dieses Gebiet der Selektivität, das bei Gold und Kupfer besonders deutlich in die Erscheinung tritt, ist die klassische Maxwellsche Theorie nicht anwendbar.

Der Abfall des Absorptionsvermögens der Metalle mit wachsender Wellenlänge und die entsprechende Zunahme des Reflexionsvermögens scheint übrigens für das ganze Spektrum, etwa mit Ausnahme seines kurzwelligen unsichtbaren Teils gültig zu sein, so daß für unsere Betrachtungen, bei denen die kürzesten Wellen keine Rolle spielen werden,

$$\frac{dA}{d\lambda} < 0 \quad \text{und} \quad \frac{dR}{d\lambda} > 0 \tag{10}$$

gesetzt werden darf. Aus den Beobachtungen von Coblentz (9) gewinnt man den Eindruck, daß das Absorptionsvermögen der Metalle bei sehr langen Wellen der 0, bei sehr kurzen Wellen der 1 zustrebt.

Durch Aschkinaß (1) ist zuerst berechnet worden, welche Strahlungsgesetze für die Metalle gelten, deren Absorptionsvermögen durch Gleichung (9) dargestellt werden kann, wenn man nur das erste Glied der Reihenentwicklung berücksichtigt, was erlaubt ist, sobald $\frac{\gamma}{\lambda}$ klein gegen 30 ist.

Das Gesetz der Energieverteilung im Bereich langer Wellen lautet hiernach

$$E' = 0{,}365\, c_1 \sqrt{\gamma} \cdot \lambda^{-5,5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}. \tag{11}$$

In dieser Gleichung hängt γ noch von der Temperatur ab. Für reines Platin ist z. B.

$$\gamma_t = 0{,}108\,(1 + 0{,}00396\, t - 0{,}585 \cdot 10^{-6}\, t^2)\,. \tag{12}$$

Doch lassen sich aus Gleichung (11) ohne Schwierigkeit die Gesetze für das Maximum der Energie ableiten. Man erhält

$$\lambda_m T = 2611; \quad E_m = 2{,}478 \cdot c_1 \cdot 10^{-22} \cdot \sqrt{\gamma} \cdot T^{5,5}. \tag{13}$$

Ferner ergibt sich für die Gesamtstrahlung, sofern es sich um so tiefe Temperaturen handelt, daß der Hauptteil der Strahlung dem Bereich langer Wellen angehört,

$$G'_s = 8{,}955 \cdot 10^{-19} \cdot c_1 \sqrt{\gamma}\, T^{4,5}, \tag{14}$$

während die entsprechende Gleichung für den schwarzen Körper

$$G_s = 1{,}553 \cdot 10^{-16} \cdot c_1 \cdot T^4 \tag{15}$$

lautet. Das Experiment hat ergeben, daß für Platin in der Tat $\lambda_m T$ nicht erheblich von dem Wert 2600 verschieden zu sein scheint, und daß die Gesamtstrahlung des Platins etwa proportional der 5. Potenz der absoluten Temperatur anwächst. Aschkinaß weist darauf hin, daß auch dieses letztere Ergebnis aus der für lange Wellen gültigen Theorie folgt, wenn man für den spezifischen Widerstand des Platins die allerdings nur in ziemlich roher Näherung geltende Beziehung

$$\gamma_t = \gamma_0\ (1 + 0{,}00367\,t) = \gamma_0 \frac{T}{273}$$

ansetzt. Doch ist zu betonen, worauf übrigens Aschkinaß selbst aufmerksam macht, daß eine derartige Übereinstimmung nur eine zufällige ist, wie folgendes Beispiel veranschaulicht: Berechnet man das Absorptionsvermögen A des Platins für rotes Licht ($\lambda = 0{,}65\,\mu$) nach der Formel

$$A = 0{,}365 \sqrt{\frac{\gamma}{\lambda}}, \tag{16}$$

so findet man für $t = 0^0$ den völlig unrichtigen Wert $A_0 = 0{,}15$, aber für $t = 1500^0$ das mit dem Experiment in Einklang stehende Absorptionsvermögen $A_t = 0{,}32$. Nun spielt gerade das sichtbare Gebiet bei der Ermittelung der Gesamtstrahlung und des Energiemaximums eine untergeordnete Rolle in dem Temperaturbereich, in dem Formel (16) versagt; von höherer Bedeutung ist das sichtbare Gebiet für den Zustand der Gelb- und Weißglut, für den Formel (16) nahezu richtige Resultate liefert.

Unter Berücksichtigung auch des zweiten Gliedes der Formel (9) errechnet man nach Foote (14) für das Verhältnis der Gesamtstrahlung eines Metalles zur Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers bei derselben Temperatur, d. h. für das Emissionsvermögen der Gesamtstrahlung den Wert

$$A_G = 0{,}5736 \sqrt{\gamma T} - 0{,}1769\,\gamma T, \tag{17}$$

wenn die Strahlungskonstante c_2 des schwarzen Körpers [vgl. Gleichung (4) und (5)] zu 14450 angenommen wird. Setzt man für Platin $\gamma_0 = 9{,}77 \cdot 10^{-6}$ und für den Temperaturkoeffizienten den bekannten Wert, so erhält man bei $t = 0^0$ $A_G = 0{,}03$ und bei $t = 1700^0$ $A_G = 0{,}175$ in befriedigender Übereinstimmung mit einigen Messungen, die Foote über das Emissionsvermögen der Gesamtstrahlung des Platins mittels des Feryschen Gesamtstrahlpyrometers anstellte. Aus den vorher angeführten Gründen ist der Gültigkeitsbereich der Formel (17) zweifellos größer als derjenige von Formel (16).

III. Die Fundamentalbeobachtungen im Bereich langer Wellen.

Die Frage über den Zusammenhang zwischen dem elektrischen Leitvermögen eines Metalles und seinen optischen Eigenschaften wurde durch die schönen Beobachtungen von Hagen und Rubens (15) (16) aufgerollt. Sie wiesen zuerst darauf hin, daß die Beziehungen, welche die Maxwellsche Theorie zwischen dem Leitvermögen und der Durchlässigkeit der Metalle fordert, ganz und gar nicht gelten, wenn man die Beobachtungen auf das ultraviolette und sichtbare Spektrum erstreckt, daß die Widersprüche aber verschwinden, wenn man, das Gebiet der metallischen Eigenschwingungen verlassend, zu langen Wellen übergeht. Es gelang ihnen, ohne Rücksicht auf die Theorie, rein empirisch festzustellen, daß für 12 Metalle und Legierungen, die bei Zimmertemperatur und zwischen 8 und 12 μ untersucht wurden, das Produkt des Absorptionsvermögens mit der Wurzel aus dem elektrischen Leitvermögen um so weniger von der Art des Metalles abhängt und lediglich eine Funktion der Wellenlänge ist, je mehr die Wellenlänge ins Ultrarot vorgeschoben ist. Die später herangezogene Theorie (Gleichung 16) stand in voller Übereinstimmung mit den für jenes Produkt abgeleiteten Mittelwerten. Auch bei 170° und $\lambda = 25{,}5\,\mu$ stand das Emissionsvermögen für etwa 30 Metalle und Legierungen (vgl. auch Hagen und Rubens (17)) in der geforderten Beziehung zum Leitvermögen. Nur Wismut bildete in dieser Reihe eine Ausnahme. Die Strahlung eines Platinbleches, das in Form eines schmalen Kastens ein Thermoelement umhüllte, wurde bei 25,5 μ zwischen 170 und 1560° C verfolgt und ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Theorie gefunden, wenn man seinen spezifischen Widerstand zu

$$\gamma_t = 0{,}154\,(1 + 0{,}0024\,t + 0{,}0000033\,t^2)$$

ansetzte. Wie der Vergleich mit Formel (12) zeigt, handelt es sich hier um ein recht unreines Platin, was übrigens von nebensächlicher Bedeutung ist. Es ist aber hervorzuheben, daß nur der Wert von γ_0 und der Faktor des linearen Gliedes durch direkte Widerstandsmessungen ermittelt wurde, während der Faktor des quadratischen Gliedes den Strahlungsmessungen angepaßt ist. Hierbei ist auffallend, daß der Faktor des quadratischen Gliedes im Gegensatz zu allen Widerstandsmessungen das positive Zeichen besitzt. Man ist geneigt hieraus den Schluß zu ziehen, daß das Emissionsvermögen des Platins bei 25,5 μ etwas schneller mit der Temperatur ansteigt, als es dem Widerstand entspricht.

In der Tat haben spätere genauere Versuche von Hagen und

Rubens (18) diese Vermutung bestätigt. Die genannten Autoren ermittelten das Emissionsvermögen von Silber, Platin, Nickel sowie von 4 Legierungen bei 100, 200, 300, 400 und 500° und den Wellenlängen $\lambda = 8{,}85$ (Reststrahlen von Quarz) und $\lambda = 26\,\mu$ (Reststrahlen von Flußspat). In dem ganzen Temperaturbereich wurden auch die Widerstände der Metalle durch besondere Messungen sorgfältig bestimmt. Während für beide Wellenlängen der Temperaturkoeffizient des Emissionsvermögens für 6 der untersuchten Metalle der Theorie befriedigend entspricht, macht sich bei Platin eine deutliche Abweichung im Sinne eines zu schnell ansteigenden Emissionsvermögens geltend, die von etwa 300° ab besonders deutlich wird und zwischen 100 und 500° 5—8 Proz. beträgt. Diese Beobachtungen lieferten das weitere sehr interessante Resultat, daß alle untersuchten Metalle bei $26\,\mu$ nahezu und ohne systematische Abweichung das von der Theorie geforderte Emissionsvermögen besitzen, während bei $8{,}85\,\mu$ Silber im Mittel 40 Proz., Platin, Nickel, Messing, Konstantan etwa 20 Proz. und Platinsilber sowie Nickelstahl etwa 10 Proz. weniger emittieren als Formel (16) verlangt.

Im Jahre 1910 konstatierten Hagen und Rubens (19), daß auch bei $\lambda = 6{,}65\,\mu$ (Reststrahlen von Kalkspat) das Emissionsvermögen von 8 Metallen zwischen 100 und 500° nahezu den von der Theorie geforderten Temperaturkoeffizienten besitzt (nur Platin zeigt wieder die erwähnte Abweichung im Betrage von 10 Proz.), daß aber die Absolutwerte bei Silber um fast 70 Proz., bei Gold um 50 Proz., bei den übrigen Metallen um 10 Proz. kleiner sind als nach den elektromagnetischen Gleichungen folgt. In dieser Arbeit wird ferner die Frage beantwortet, in welchem Wellenlängenbereich der Temperaturkoeffizient des Reflexionsvermögens von dem theoretischen Wert deutliche Abweichungen zu zeigen beginnt. Es ergab sich, daß sowohl für reines Platin als auch für Platinrhodium (mit 10 Proz. Rhodium) bei 6 und $4\,\mu$ zwischen 500° und 1400° C die theoretische Abhängigkeit von der Temperatur mit guter Genauigkeit erfüllt ist, daß aber im Gegensatz zur Theorie bereits bei $2\,\mu$ das Reflexionsvermögen den Temperaturkoeffizienten null besitzt. (Siehe Abschnitt IV.) Bei Nickel, das zwischen 21° und 310° untersucht wurde, bleibt das Reflexionsvermögen bei $\lambda = 0{,}78\,\mu$, $\lambda = 1{,}00\,\mu$ und $\lambda = 2{,}00\,\mu$ praktisch konstant. Bei $3\,\mu$ verminderte es sich um 8 Proz., bei $4\,\mu$ um 21 Proz., bei $5\,\mu$ um 53 Proz., während die theoretische Verminderung bei den drei letztgenannten Wellenlängen 57 bis 60 Proz. betragen sollte.

IV. Fundamentalbeobachtungen im sichtbaren Gebiet.

Von mehreren Beobachtern (z. B. Drude (13), Pflüger (42)) ist zunächst in verhältnismäßig engen Temperaturgrenzen die Konstanz des Reflexionsvermögens der Metalle mit der Temperatur im Bereich sichtbarer Wellenlängen festgestellt worden. Zeeman (54) und Königsberger (25) fanden bereits bei Gold und Silber bis 360^0, bei Platin bis 800^0 keine merkliche Änderung des Reflexionsvermögens. Holborn und der Verfasser (22) bestätigten diese Ergebnisse für noch höhere Temperaturen, indem sie bei $\lambda = 0{,}64\,\mu$ und $\lambda = 0{,}55\,\mu$ das Emissionsvermögen des Goldes und Silbers am Schmelzpunkt und dasjenige des Platins zwischen 680 und 1570^0 ebenso groß fanden, als es sich nach Formel (7) aus den von Hagen und Rubens gemessenen Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur errechnen läßt. Diese Versuche wurden später bei der gleichen Anordnung und mit demselben Ergebnis von Hagen und Rubens (19) an Platin und Platinrhodium wiederholt. Sie wurden im roten Licht ausgeführt und erstreckten sich auf den Temperaturbereich von 800 bis 1400^0.

Bei der Auswertung dieser Messungen ist die wahre Temperatur T (in absoluter Zählung) des frei strahlenden Metalles ein wesentlicher Faktor, der aber nicht leicht einwandfrei zu ermitteln ist, sobald man über 500^0 C hinausgeht und man die strahlende Fläche nicht mehr durch ein Flüssigkeitsbad temperieren kann. Sie wurde im Bereich der Glühtemperaturen, für die zunächst nur Platinmetalle in Frage kamen, dadurch bestimmt, daß nach dem Vorgange von Lummer und Kurlbaum (28) das Metall in Form eines kleinen Blechkastens von sehr dünner Wandung um die Lötstelle eines Thermoelementes angeordnet war, deren Temperatur in Übereinstimmung mit derjenigen des strahlenden Metalles angenommen wurde. Diese Annahme scheint berechtigt, da sich in dem Hohlraum bei zweckmäßiger Anordnung mit großer Näherung Strahlungsgleichgewicht einstellt, zumal wenn die Wärmeableitung durch die Schenkel des Thermoelementes in engen Grenzen gehalten wird.

Neben der Temperatur T ist ferner die Strahlungsintensität oder die Helligkeit des Metalles bei einer bestimmten Wellenlänge λ zu beobachten. Dies geschieht bei der optischen Pyrometrie dadurch, daß die sogenannte schwarze Temperatur des Strahlers, d. h. die Temperatur S (in absoluter Zählung) eines schwarzen Körpers von gleicher Helligkeit wie das zu untersuchende Objekt gemessen wird. Nach Gleichung (4) und (6) erhält man dann, da bei der Wellenlänge λ die

Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers der Temperatur S gleich der Strahlungsintensität eines Strahlers vom Absorptionsvermögen A und der Temperatur T sein soll, $e^{-\frac{c_2}{\lambda S}} = A e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$

$$\text{oder} \quad \ln A = \frac{c_2}{\lambda}\left[\frac{1}{T} - \frac{1}{S}\right]. \tag{18}$$

Diese Gleichung beherrscht die gesamte Pyrometrie nicht schwarzer Körper im Gebiet sichtbarer Strahlung. Sie wurde zum ersten Mal von Holborn und dem Verfasser(22) zur Berechnung des Absorptionsvermögens A aus der wahren und schwarzen Temperatur T und S angewandt, oder umgekehrt zur Berechnung der wahren Temperatur T, falls neben der schwarzen Temperatur das Absorptionsvermögen A bekannt ist. Im Zusammenhang hiermit erkennt man sofort die große Bedeutung der Frage, ob A in aller Strenge unabhängig von der Temperatur ist. Nur wenn A für jede beliebige Temperatur gemäß Gleichung (7) aus dem bei Zimmertemperatur gemessenen Reflexionsvermögen abgeleitet werden kann, ist nach Gleichung (18) die Temperatur einer frei strahlenden Oberfläche sicher bestimmbar.

V. Weitere Beobachtungen.

a) Die Temperaturskala.

Es sollen im folgenden zunächst die zahlreichen Arbeiten besprochen werden, welche in neuerer Zeit über das Absorptionsvermögen der hochschmelzenden Metalle im Bereich sichtbarer Strahlung veröffentlicht worden sind.

Dabei ist vielfach, und besonders in den Fällen, in denen Gleichung (18) zur Anwendung gelangt, eine nicht unbeträchtliche Schwierigkeit zu überwinden, die in der zuverlässigen Bestimmung der hohen Temperaturen liegt, welche für die Strahlungsmessungen von viel größerer Bedeutung sind als die leicht bestimmbaren tieferen Temperaturen. Bis zum Jahre 1907 waren einwandfreie Temperaturmessungen, die im allgemeinen mit dem Thermoelement Platin-Platinrhodium ausgeführt wurden, nur bis etwa 1100° C möglich, da das Element darüber hinaus nicht mit dem Gasthermometer verglichen war. Auch die reinen Strahlungsmessungen, die wesentlich auf der richtigen Festlegung der Strahlungskonstanten c_2 (vgl. Gleichung (4)) beruhen, waren damals ohne enge Anlehnung an das Gasthermometer nicht ausführbar. Man extrapolierte die quadratische Formel für das Thermoelement über den noch sicher gemessenen Goldschmelzpunkt 1064° hinaus bis zum Platinschmelzpunkte, der sich hiernach zu 1715° ergab. Hiermit

stand die Strahlungskonstante $c_2 = 14\,600$ in Einklang. Diese Zahl gilt für den Fall, daß die Wellenlänge in $\mu = 0{,}001$ mm gemessen wird. Im C.G.S.-System hat die Konstante den Wert 14,60 cm · Grad.

Im Jahre 1907 veröffentlichten Holborn und Valentiner (23) neue fundamentale gasthermometrische Messungen, die sich bis 1600° erstreckten und ergaben, daß die ursprünglich angenommene quadratische Beziehung zwischen Thermokraft und Temperatur unrichtig war. Ferner wurde hier zum ersten Mal nachgewiesen, daß die Strahlungskonstante c_2 bisher erheblich zu hoch angenommen war. Sie wurde auf $c_2 = 14{,}200$ cm · Grad korrigiert und der Palladiumschmelzpunkt zu 1575° ermittelt. Nach dieser Skala ist dem Platinschmelzpunkt etwa die Temperatur 1800° zuzuordnen.

Im Jahre 1910 wiederholten Day und Sosman (11) den Anschluß des Platinrhodiumelementes an das Stickstoffthermometer mit größeren Mitteln als es bisher möglich gewesen war und konnten die Daten von Holborn und Valentiner noch verbessern. Die jetzt unter Führung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in weiten Kreisen angenommene Temperaturskala wird im Gebiet hoher Temperaturen durch folgende Zahlen gekennzeichnet: Schmelzpunkt von Gold $Au = 1063°$, von Palladium $Pd = 1557°$, von Platin $Pt = 1764°$, Strahlungskonstante $c_2 = 14{,}300$.

Wenn mit dem Wechsel der gasthermometrischen Skala stets der zugehörige Wert der Strahlungskonstanten Verwendung findet, so ist der Betrag des Absorptionsvermögens (vgl. Gleichung 18) in erster Näherung unabhängig von der angenommenen Skala, da c_2 vielfach ebenso durch Beobachtung eines Helligkeitsverhältnisses bestimmt wird, wie A. Die genaue Korrektion der einzelnen Messungen ist oft nicht einwandfrei möglich und soll deshalb auch nicht versucht werden. Bei den einzelnen Messungsergebnissen wird aber, soweit dies möglich ist und von Wichtigkeit erscheint, zur Kennzeichnung der benutzten Skala der Wert des Goldschmelzpunktes oder eines anderen Fixpunktes bzw. der Wert der Konstanten c_2 hinzugefügt werden.

Die Schwierigkeiten, welche in der etwas schwankenden Festlegung der Skala liegen, werden den Wert einer Strahlungsmessung nicht herabsetzen, wenn die benutzte Skala so genau definiert ist, daß die Messungen jederzeit korrigiert werden können, sobald die Skala verändert wird. Von größerer Bedeutung ist es, ob die Versuchsanordnung geeignet ist, die wahre Temperatur T des Strahlers richtig zu bestimmen, falls den Messungen Gleichung (18) zugrunde gelegt

wird. Die Ermittelung der schwarzen Temperatur bietet kaum jemals nennenswerte Schwierigkeiten.

Es soll darum zunächst derjenigen Beobachtungen Erwähnung getan werden, welche die Frage, ob das Absorptionsvermögen im sichtbaren Gebiet von der Temperatur abhängt oder nicht, auf einem Wege zu lösen versuchen, der keine Bestimmung der wahren Temperatur des Strahlers erfordert.

b) Das Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet.

1. **Messungen ohne Kenntnis der wahren Temperatur.** Aus Gleichung (18) erhält man, falls bei derselben wahren Temperatur T die schwarze Temperatur S für verschiedene Wellenlängen λ ermittelt wird,

$$\lambda_1 \ln A_1 + \frac{c_2}{S_1} = \lambda_2 \ln A_2 + \frac{c_2}{S_2} = \ldots \lambda_n \ln A_n + \frac{c_2}{S_n}$$

oder, falls eine bestimmte feste Wellenlänge λ_0 einer variablen Wellenlänge λ_n gegenübergestellt wird,

$$\frac{1}{c_2}\left(\lambda_n \ln A_n - \lambda_0 \ln A_0\right) = \frac{1}{S_0} - \frac{1}{S_n} = \theta_n \qquad (19)$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Differenz der reziproken schwarzen Temperaturen für zwei Wellenlängen, für die zur Abkürzung die Größe θ eingeführt werde, unabhängig von der Temperatur ist, falls für das Absorptionsvermögen A bzw. A_0 das gleiche gilt. Die Größe θ ist leicht beobachtbar, ohne daß die wahre Temperatur bekannt zu sein braucht. Allein durch Änderung des Glühzustandes und erneute Messung von θ ist feststellbar, ob θ mit wechselnder Temperatur konstant bleibt. In der Tat wurde (Henning (20)) diese Konstanz für Glühlampenfäden aus gewöhnlicher und metallisierter Kohle sowie aus Osmium, Tantal und Wolfram im Temperaturbereich von etwa 1200° bis 1500° (bei Kohle bis 1800°) mit Hilfe des Spektralpyrometers festgestellt. Zu dem gleichen Ergebnis führten Messungen an einem Platinblech zwischen 1100° und 1500° und an einem Tantalblech zwischen 1250° und 1900°.

Allerdings muß erwähnt werden, daß die Konstanz der Größe θ kein zwingendes Kriterium für die Konstanz des Absorptionsvermögens ist, denn Gleichung (19) ist auch erfüllt, wenn

$$A = a \cdot e^{\frac{1}{\lambda} \cdot f(T)} \text{ ist.} \qquad (20)$$

Hierbei kann a als eine Funktion der Wellenlänge angesehen werden, doch muß die Funktion, welche die Temperatur enthält, von der

Wellenlänge unabhängig sein. Aus (20) würde für den Temperaturkoeffizienten des Absorptionsvermögens folgen

$$\frac{1}{A}\frac{dA}{dt} = \frac{1}{\lambda}\frac{df(T)}{dt}.$$

Es würde also $\frac{dA}{dt}$ um so größer sein, je kleiner die Wellenlänge ist. Da nun aus den oben erwähnten Beobachtungen von Hagen und Rubens zu entnehmen ist, daß die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur um so geringer ist, je kürzer die Wellenlänge der Beobachtung gewählt wird, so hat Gleichung (20) innerhalb des sichtbaren Gebietes sehr wenig Wahrscheinlichkeit für sich und man ist berechtigt aus der Konstanz von θ auf die Konstanz des Absorptionsvermögens zu schließen.

Eine zweite Methode zur Prüfung dieser Frage, die ebenfalls keine Bestimmung der wahren Temperatur erfordert, ist von Hyde (24) angegeben worden. Sie besteht darin, daß zwei Strahler, von denen der eine am besten ein schwarzer Körper ist, auf Farbengleichheit eingestellt werden und nun das Verhältnis ihrer Gesamthelligkeit bestimmt wird. Ist das Absorptionsvermögen unabhängig von der Temperatur, so muß das Helligkeitsverhältnis bei Wahrung der Farbengleichheit unabhängig vom Glühzustand sein.

Zur Erläuterung dieses Verfahrens mögen zwei Strahler betrachtet werden, deren Absorptionsvermögen bei der Wellenlänge λ und der Temperatur T durch $A(\lambda, T)$ bzw. $A'(\lambda, T)$ bezeichnet seien. Bedeutet ferner $E(\lambda, T)\,d\lambda$ die von einem schwarzen Körper (pro Flächeneinheit und Zeiteinheit) im Wellenlängenbereich zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ emittierte Energie, ferner $e(\lambda)$ die relative Empfindlichkeit des menschlichen Auges bei der Wellenlänge λ, so ist die photometrische Helligkeit (vgl. Henning (21)) der Strahler darstellbar als

$$J = \int_0^\infty A(\lambda, T)\cdot E(\lambda, T)\, e(\lambda)\, d\lambda \tag{21a}$$

und

$$J' = \int_0^\infty A'(\lambda, T')\cdot E(\lambda, T')\, e(\lambda)\, d\lambda, \tag{21b}$$

falls beide die verschiedenen Temperaturen T und T' besitzen. Die Bedingung der Farbengleichheit kommt dadurch zum Ausdruck, daß das Intensitätsverhältnis der monochromatischen Strahlung bei zwei Wellenlängen λ und λ_0, von denen λ variabel aber λ_0 fest sei, bei

beiden Strahlern das gleiche ist. Es seien die Temperaturen T und T' beider Strahler bereits so gewählt, daß dies der Fall ist; dann muß also die Beziehung

$$\frac{A(\lambda T) \cdot E(\lambda T)}{A(\lambda_0 T) \,.\, E(\lambda_0 T)} = \frac{A'(\lambda T') \cdot E(\lambda T')}{A'(\lambda_0 T') \cdot E(\lambda_0 T')} \tag{22}$$

gelten. Setzt man den hieraus sich ergebenden Wert von $A(\lambda T)E(\lambda T)$ in die erste der Gleichungen (21) ein, so erhält man

$$\frac{J}{J'} = \frac{A(\lambda_0 T) \cdot E(\lambda_0 T)}{A'(\lambda_0 T') \cdot E(\lambda_0 T')} = \frac{A(\lambda_0 T)}{A'(\lambda_0 T')}\, e^{\frac{c_2}{\lambda_0}\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T}\right)},$$

falls man für die Strahlungsintensität E des schwarzen Körpers Gleichung (4) einführt. Entsprechend folgt aus (22)

$$\frac{A(\lambda T)\, A'(\lambda_0 T')}{A(\lambda_0 T)\, A'(\lambda T')} = e^{c_2 \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda \cdot \lambda_0}\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T}\right)}$$

und nach einfacher Umformung

$$(\lambda - \lambda_0)\, ln \frac{J}{J'} = [\lambda\, ln\, A(\lambda T) - \lambda_0\, ln\, A(\lambda_0 T)] -$$
$$- [\lambda\, ln\, A'(\lambda T') - \lambda_0\, ln\, A'(\lambda_0 T')]. \tag{23}$$

Aus (23) folgt also in der Tat, daß sich $\frac{J}{J'}$ bei Einstellung auf Farbengleichheit, unabhängig von der Glühtemperatur ergibt, falls das Absorptionsvermögen der Strahler unabhängig von der Temperatur ist. Umgekehrt ist der Schluß übrigens ebenso wenig bindend, wie bei der zuerst angegebenen Methode, welche auf Messung der schwarzen Temperaturen S beruht. Man wird dann wieder zu Gleichung (20) geführt, von der aber bereits bewiesen wurde, daß sie im Falle der Metallstrahlung praktisch nichts anderes als die Unabhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur aussagt.

Hyde maß nach seiner Methode das Helligkeitsverhältnis von Glühlampen mit verschiedenen Fäden gegeneinander und gegen den schwarzen Körper. Er fand innerhalb eines Temperaturbereichs von etwa 400° um 2000° abs. herum das Helligkeitsverhältnis von gewöhnlicher und metallisierter (flasched) Kohle sowie von Tantal unabhängig von der Temperatur. Für Wolfram, das mit Tantal im weiteren Temperaturbereich verglichen wurde, ergab sich indessen eine deutliche Abnahme (etwa 4 Proz.) des Helligkeitsverhältnisses mit der Temperatur, woraus der Schluß gezogen wurde, daß das Absorptionsvermögen

dieses Metalles innerhalb des sichtbaren Spektralbereichs mit der Temperatur etwas abnimmt.

Bei der Bewertung dieses Ergebnisses erscheint es notwendig, auf einen Mangel der Methode hinzuweisen, der darin besteht, daß nicht alle Strahler gleich gut mit einem schwarzen Körper auf Farbengleichheit eingestellt werden können und daß geringe Unsicherheiten in dieser Richtung zu Fehlern im Helligkeitsverhältnis $\frac{J}{J'}$ führen müssen.

2. Messungen des Reflexionsvermögens von Strahlern. Unabhängig von der Ermittelung einer Glühtemperatur sind einige weitere Methoden zur Bestimmung des Emissionsvermögens, von denen zunächst zwei besprochen werden mögen, die den Weg über das Reflexionsvermögen R wählen. Bei diesen Messungen kommt es darauf an, die störende Eigenstrahlung zu eliminieren, die der reflektierende Körper aussendet.

Die ältere der beiden Methoden, die nur für den Schmelzpunkt anwendbar ist, stammt von Langmuir (26). Er erzeugte zwischen Wolframelektroden in einer Stickstoffatmosphäre einen Lichtbogen und beobachtete, wie sich in dem oberflächlich geschmolzenen Metall die beiden einander gegenüberstehenden etwas konvexen Kuppen ineinander spiegelten. Die dabei entstehenden elliptischen Bilder sind um so kleiner, je häufiger die Reflexionen erfolgen. Es ließen sich deutlich drei solcher Ellipsen unterscheiden, deren innerste die hellste war. Nun läßt sich leicht einsehen, daß sich die Helligkeiten der beiden größten Ellipsen, die der Messung zugänglich waren, wie

$$1 + R : 1 + R + R^2$$

verhalten müssen, wenn man die Helligkeit der frei strahlenden Kuppe mit 1 und das Reflexionsvermögen des flüssigen Metalles mit R bezeichnet. Für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}667$ fand Langmuir auf diese Weise $R = 0{,}575$ oder also $A = 0{,}425$. Er stellte fest, daß die noch starren Teile der glühenden Elektrodenoberfläche deutlich heller strahlten als die geschmolzenen.

Neuerdings bestimmten Weniger und Pfund (52) das Reflexionsvermögen eines 0,9 mm dicken Wolframdrahtes, der mit ebener Schliffläche versehen und nach Art eines Glühlampenfadens in eine Glasbirne gesetzt war. Mittels eines Spektralbolometers ermittelten die Autoren die Energie, welche von einer konstanten Lichtquelle an dem kalten und an dem glühenden Wolframspiegel zurückgeworfen wurde. In dem Temperaturbereich von etwa 1100 bis 1800° C erwies sich das Reflexionsvermögen bei $\lambda = 1{,}27\,\mu$ ebenso groß wie bei

Zimmertemperatur. Bei rotem Licht ($\lambda = 0{,}67$) wurde im ganzen ein linearer Anstieg festgestellt, der für das Intervall von 1800° etwa 9 Proz. beträgt. Bei $\lambda = 1{,}90$, $\lambda = 2{,}00$ und $\lambda = 2{,}90\ \mu$ ergab sich eine Abnahme des Reflexionsvermögens mit der Temperatur, die von etwa $2\ \mu$ an bereits den Forderungen der Maxwellschen Theorie (vgl. Gleichung (16)) entspricht. Leider wird nicht mitgeteilt, welche Werte für das Reflexionsvermögen sich nach diesen Beobachtungen ergaben. Es wäre das eine sehr wünschenswerte Kontrolle der Zuverlässigkeit der Messungen gewesen, insbesondere weil damit ein Rückschluß auf die Güte der spiegelnden Fläche, die im Glühzustand durch Zerstäubung leidet, ermöglicht worden wäre.

3. Bestimmung des Emissionsvermögens aus einem Helligkeitsverhältnis. Endlich kann man das Emissionsvermögen selbst lediglich aus einem Helligkeitsverhältnis ableiten, ohne auf die Ermittelung der Temperaturen, wie sie die Anwendung von Gleichung (18) fordert, zurückzugreifen. Unmittelbar aus der Definitionsgleichung (6) für das Absorptionsvermögen folgt, daß dieses oder das ihm gleiche Emissionsvermögen ans dem Helligkeitsverhältnis der frei strahlenden Fläche des betreffenden Materials und der Helligkeit eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur gewonnen werden kann. Die entsprechende Versuchsanordnung wäre leicht gewonnen, wenn man nach Art eines Leslieschen Würfels die frei strahlende Fläche und den schwarz strahlenden Hohlraum durch eine Flüssigkeit gleichmäßig temperieren könnte. Im Bereich der sichtbaren Strahlung ist dies nur sehr unzureichend durchführbar. Man muß darum dem zu untersuchenden Metall, das zweckmäßig die Gestalt eines elektrisch geheizten Bleches oder Drahtes hat, auf der einen Seite einen Strahler gleicher Art und möglichst gleicher Temperatur, gegenüberstellen, so daß sich hier die schwarze Strahlung herausbildet, deren Temperatur gleich der wahren Temperatur des Strahlers ist, während auf der anderen Seite des Metalles die Strahlung gegen Körper erheblich tieferer Temperatur erfolgt, so daß sie nicht durch Reflexionen beeinflußt wird. Das Helligkeitsverhältnis auf beiden Seiten des Metalles ist dann das gesuchte Emissionsvermögen, falls die Wandstärke des Metalles genügend gering ist, um infolge der Wärmeleitung die Temperaturgleichheit auf beiden Seiten zu verbürgen.

In vielen Fällen indessen ist die photometrische Bestimmung des Helligkeitsverhältnisses nicht direkt ausgeführt worden, sondern auf dem Umwege über die schwarzen Temperaturen der beiden zu vergleichenden Flächen und also wiederum mit Hilfe von Gleichung (18).

Dies ist besonders dann der Fall, wenn die strahlenden Flächen klein sind und man mit einem optischen Pyrometer sicherer arbeiten kann als mit einem Photometer, das stets einen großen Öffnungswinkel erfordert. Aber auch bei dieser Meßmethode fällt ein Fehler in der Temperaturskala nicht sehr ins Gewicht, da es sich um zwei gleichwertige Messungen handelt und wesentlich nur die Differenz der gemessenen Temperaturen in die Rechnung eingeht. Außerdem kann man bei gleichmäßiger Schwächung beider Helligkeiten, die verglichen werden sollen, stets erreichen, daß die Temperaturen innerhalb der Grenzen eines wohl bekannten Bereiches gelegen sind. Ja man könnte sogar auch hier ohne Kenntnis der Temperatur die Frage entscheiden, ob das Absorptionsvermögen sich mit der Temperatur ändert oder nicht, wenn man etwa die Hohlraumstrahlung bei verschiedenen Glühzuständen durch einen rotierenden Sektor stets auf den gleichen Betrag herabschwächt und nun beobachtet, ob die freie Strahlung bei derselben Schwächung ebenfalls unverändert bleibt oder nicht.

v. Pirani (37) war (1910) der erste, der aus dem Verhältnis der freien Strahlung zur Hohlraumstrahlung gleicher Temperatur das Emissionsvermögen glühender Metalle, nämlich Platin, Tantal und Wolfram bestimmte. Er verdrillte mehrere Drähte aus diesem Material und erkannte, daß die Strahlung, welche aus den Drillspalten heraus kam, sehr nahe die Eigenschaft der „Schwarzen Körper-Strahlung“ besaß, während die Drahtteile an der Oberfläche frei strahlten. Gleichzeitig bediente er sich einer anderen Vorrichtung, des sogenannten Spiralofens, der im Vakuum angeordnet war. Dieser bestand aus einem schraubenförmig gewickelten Metallband von 2 mm Breite und einigen Hundertstel mm Dicke. Der Abstand zwischen den benachbarten Windungen war auf 0,1 mm bemessen. Die Außenwand dieses Ofens liefert die Strahlung des Metalles, während aus dem Innern die Strahlung eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur austritt.

Im Jahre 1912 bestimmte v. Pirani (38) die wahre Temperatur eines Wolframbands aus Strahlungsmessungen, indem er das Band so formte, daß an einer Stelle ein dreieckiges Kästchen von 1,25 mm Tiefe und $^1/_2$ bis 1 mm Höhe gebildet wurde und indem er annahm, daß aus dem Innern dieses Kästchens die Strahlung des schwarzen Körpers gleicher Temperatur austrat.

Nach diesen und einigen anderen weiter unten zu besprechenden Methoden fand er keinen Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens von Platin, Tantal und Wolfram im roten Licht ($\lambda = 0{,}64$). Im Glühzustand ergab sich das Absorptionsvermögen von Wolfram zu

$A = 0{,}46$ bis $0{,}48$, dasjenige von Tantal zu $A = 0{,}49$, dasjenige von Platin zu $A = 0{,}51$. (Temperaturskala $c_2 = 14200$). Nach den Messungen bei Zimmertemperatur von Coblentz (9) gilt für Wolfram $A = 0{,}48$, für Tantal $A = 0{,}44$. Der Wert für Platin ist nach den Piranischen Messungen entschieden zu groß, da $A = 0{,}33$ zu erwarten stand. Die Abweichung wird auf mangelhafte Beschaffenheit der Oberfläche zurückgeführt, da Platin durch längeres Glühen infolge der Zerstäubung und der Rekristallisation Änderungen erleidet, die sich durch Entstehung von Rillen und Unebenheiten bemerkbar machen. Derartige Veränderungen treten aber auch bei anderen Metallen auf und wurden z. B. durch v. Pirani und Meyer (39) in besonders schroffer Form an einem lange geglühten Tantalblech beobachtet, das an dicht nebeneinander liegenden Stellen sehr deutliche Helligkeitsunterschiede im Glühzustand aufwies.

In Gemeinschaft mit Meyer bestimmte v. Pirani (40) die wahre Temperatur des schmelzenden Wolframs aus der Intensität der Strahlung, die aus dem spitzen Winkel zwischen dem Wolframstab und der nach oben geblasenen Schmelzperle ausging, indem diese Strahlung als identisch mit einer vollkommenen Hohlraumstrahlung angenommen wurde. Da die Autoren gleichzeitig auch die schwarze Temperatur des frei strahlenden Metalles ermittelten, ist aus diesen Angaben das Absorptionsvermögen des Wolframs am Schmelzpunkt abzuleiten, und zwar findet man hierfür im roten Licht ($\lambda = 0{,}64$) $A = 0{,}45$ bis $0{,}46$ (Temperaturskala $c_2 = 14200$).

Die soeben geschilderten Messungen besitzen wahrscheinlich keine sehr hohe Genauigkeit und v. Pirani hebt selbst hervor, daß seine einzelnen Beobachtungen mehrere Prozent von dem angegebenen Mittelwert des Absorptionsvermögens abweichen, aber aus den Ergebnissen ist jedenfalls zu entnehmen, daß diese in keiner Weise der Konstanz des Absorptionsvermögens, insbesondere der Metalle Wolfram und Tantal, widersprechen. Diese Untersuchungen sind insofern besonders bemerkenswert, als sie infolge der verschiedenen Versuche zur Bestimmung der wahren Temperatur nicht schwarzer Körper die Grundlage für eine Reihe weiterer Messungen auf diesem Gebiete lieferten.

Im Jahre 1911 hat Mendenhall (30) folgende Anordnung vorgeschlagen: Durch einen Blechstreifen des zu untersuchenden Metalles, der in seiner Längsrichtung gefaltet ist, derart, daß sein Querschnitt die Gestalt eines V mit einem Öffnungswinkel von etwa 10^0 annimmt, wird elektrischer Strom geschickt. Die aus dem Innern der Falte

austretende Strahlung besitzt infolge zahlreicher Reflexionen an den Seitenwänden, ähnlich wie die Strahlung aus dem Winkel zwischen 2 verdrillten Drähten in der Anordnung Piranis, nahe dieselbe Zusammensetzung wie diejenige eines schwarzen Körpers. Allerdings ist dabei vorausgesetzt, daß die Reflexion regelmäßig und nicht diffus erfolgt, daß also die Metallflächen gut spiegeln. Die Außenseiten des V strahlen völlig frei, sodaß das Helligkeitsverhältnis zwischen Außenseite und Innenseite das gesuchte Emissionsvermögen liefert. Nach dieser Methode ermittelten Mendenhall und Forsythe (31), daß das Emissionsvermögen von Wolfram für $\lambda = 0{,}658\,\mu$ zwischen $t = 1000^0$ und 2500^0 von $A = 0{,}45$ bis $A = 0{,}66$ steigt, ein Ergebnis, das also mit den oben erwähnten Ergebnissen von Langmuir und Hyde, die eine geringe Abnahme des Emissionsvermögens fanden, in Widerspruch steht. Für Tantal, Molybdän und Kohle beobachteten Mendenhall und Forsythe ein geringes Abnehmen des Emissionsvermögens mit der Temperatur, und zwar änderte sich bei $\lambda = 0{,}658$ das Absorptionsvermögen für Tantal zwischen $t = 1100^0$ und $t = 2600^0$ von $A = 0{,}60$ bis $0{,}48$, für Molybdän zwischen $t = 1000^0$ und $t = 2400^0$ von $A = 0{,}44$ bis $A = 0{,}37$.

In Anlehnung an die Piranische Methode des Spiralofens ermittelte Langmuir (26) das Emissionsvermögen von Wolfram, indem er sich eines spiralförmig eng gewickelten Glühdrahtes bediente, wie er in den gasgefüllten Lampen Verwendung findet. Er beobachtete das Helligkeitsverhältnis zwischen der Innen- und der Außenseite der Spirale bei 6 Lampen verschiedener Fadendicke. Im Bereich von $T = 1400^0$ bis $T = 3000^0$ und für die Wellenlängen $\lambda = 0{,}667$ und $\lambda = 0{,}537\ \mu$. In dem ganzen Bereich ergab sich das Emissionsvermögen unabhängig von der Temperatur, und zwar fand Langmuir bei beiden Wellenlängen etwa $A = 0{,}50$.

Seine Temperaturskala ist durch $c_2 = 14\,390$, $Au = 1062$, $Pd = 1549$, $Pt = 1753$ definiert.

Die gewählte Methode liefert wahrscheinlich einen zu hohen Wert für das Absorptionsvermögen, da die Strahlung aus dem Innern der Spirale nicht als völlig schwarz anzusehen ist. Als wahrscheinlichste Werte für das Absorptionsvermögen des festen Wolframs gibt Langmuir für $\lambda = 0{,}667$ $A = 0{,}46$ und für $\lambda = 0{,}535$ $A = 0{,}48$ an. Diese Zahlen stehen in guter Übereinstimmung mit den Messungen Littletons (27), der das Reflexionsvermögen des Wolframs bei Zimmertemperatur und der Wellenlänge $\lambda = 0{,}589$ zu $R = 1 - A = 0{,}545$ fand.

Auch Shackelford (43) untersuchte das Helligkeitsverhältnis zwischen der hellsten und dunkelsten Stelle der Wolframspiralen von gasgefüllten Glühlampen. Er benutzte Spiralen verschiedener Ganghöhe und fand, auf die Ganghöhe null extrapoliert, folgende Werte für das Helligkeitsverhältnis bzw. das Absorptionsvermögen des Wolframs: Für 2300^0 abs. ist $A = 0{,}445$ bei $\lambda = 0{,}656$ und $A = 0{,}465$ bei $\lambda = 0{,}443$; für 1900^0 abs. ist $A = 0{,}456$ bei $\lambda = 0{,}656$ und $A = 0{,}470$ bei $\lambda = 0{,}493$.

Worthing (53) benutzte zur Bestimmung des Emissionsvermögens von Wolfram ein aus diesem Metall hergestelltes Rohr, das im Vakuum geglüht und dessen Strahlungsintensität auf der Innen- und Außenseite des Zylinders beobachtet wurde. Nach diesen Messungen nimmt das Absorptionsvermögen des Wolframs linear mit der Temperatur ab, und zwar beträgt im roten Licht ($\lambda = 0{,}666$) bei $T = 1200^0$ abs. $A = 0{,}467$, dagegen bei $T = 3200^0$ abs. $A = 0{,}406$. Beim Schmelzpunkt des Metalles, der nach der Langmuirschen Methode des Lichtbogens ermittelt wurde, ließ sich kein Sprung im Absorptionsvermögen zwischen der festen und flüssigen Phase nachweisen.

Bidwell (4) brachte die zu untersuchenden Metalle in Kohletiegeln zum Schmelzen. Solange das Metall, welches übrigens zur Vermeidung störender Reflexe den Tiegel bis zum Rand füllte, noch fest war, wurde die wahre Temperatur der Oberfläche aus der Strahlung bestimmt, welche ein in das Metall gebohrtes Loch, das als schwarzer Körper wirkte, aussandte. Bei geschmolzenen Metallen wurde statt dessen ein feines Loch in der Tiegelwand benutzt.

Es ergab sich bei Beobachtung mit dem optischen Pyrometer das Absorptionsvermögen von flüssigem und festem Silber, Gold und Kupfer als unabhängig von der Temperatur. Im Gegensatz hierzu wurde gefunden, daß das Absorptionsvermögen von festem Nickel ein wenig mit wachsender Temperatur abnimmt, so daß $\frac{dA}{dt} = -0{,}000125$ zu setzen ist. Für festes Eisen scheint nach diesen Messungen der betreffende Temperaturkoeffizient einen geringen positiven Wert zu haben, nämlich $\frac{dA}{dt} = +0{,}00003$. Es zeigte sich, daß Nickel und Eisen beim Schmelzpunkt Kohlenstoff aufnehmen, und daß infolgedessen ihr Absorptionsvermögen mit der Temperatur ansteigt. Ein Sprung des Absorptionsvermögens ließ sich übrigens auch bei Silber, Kupfer und Gold beobachten, sobald diese Metalle in sauerstoffenthaltender Atmosphäre in den flüssigen Zustand übergeführt wurden. Die Oxydhaut, welche sich bereits im festen Zustand auf ihrer Oberfläche gebildet hat, wandert

im Augenblick der Verflüssigung infolge der Kapillarkräfte an den Tiegelrand, wodurch die Strahlung der Oberfläche verringert wird. Beim Schmelzen in Stickstoff oder Wasserstoff tritt eine solche Erscheinung nicht auf.

Als Ergebnis dieser Untersuchung sind folgende Zahlen anzusehen, die sich sämtlich auf die Wellenlänge $\lambda = 0{,}66$ beziehen:

Von $t = 600^0$ bis $t = 1800^0$ gilt für Silber $A = 0{,}055$, für Gold $A = 0{,}125$, für Kupfer $A = 0{,}105$. Von $t = 1000^0$ bis $t = 1500^0$ gilt für Eisen $A = 0{,}27$ bis $A = 0{,}29$, endlich von $t = 1000^0$ bis $t = 1700^0$ für Nickel $A = 0{,}29$ bis $0{,}21$.

In etwas anderer Weise ist die Frage nach der Veränderung des Absorptionsvermögens beim Übergang vom festen zum flüssigen Aggregatzustand durch G. K. Burgeß und R. G. Waltenberg (7) behandelt worden. Diese Autoren verglichen die Strahlung von sehr geringen (0,01 mg) Proben verschiedener Metalle, die offenbar auf einer glühenden Unterlage erhitzt wurden, mit der Strahlung des Platins unter der Annahme, daß die sehr geringen Massen der verschiedenen, dicht nebeneinander befindlichen Metalle die gleiche Temperatur besitzen. Die Beobachtung wurde mit einem Mikropyrometer, d. h. einem Pyrometer mit Mikroskopoptik, ausgeführt; sie bezogen sich auf die beiden Wellenlängen $\lambda = 0{,}65$ und $\lambda = 0{,}55$, bei denen das Absorptionsvermögen des Platins unabhängig von der Temperatur zu 0,33 bzw. 0,38 angesetzt wurde. Es ergab sich, daß im roten Licht ($\lambda = 0{,}65$) das Absorptionsvermögen aller untersuchten Metalle, wie Kupfer, Silber, Gold, Palladium, Platin, Nickel beim Übergang in den flüssigen Zustand nicht unbeträchtlich steigt, so *Cu* von 0,10 bis 0,15, *Ag* von 0,04 bis 0,07, *Au* von 0,14 bis 0,22, *Pd* von 0,33 bis 0,37, *Pt* von 0,33 bis 0,38, *Ni* von 0,36 bis 0,37. Bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}55\ \mu$ dagegen zeigte sich fast nirgends ein merklicher Anstieg, ja bei Kupfer sogar eine Abnahme von 0,38 bis 0,36. Da es nicht ausgeschlossen erscheint, daß das Zerfließen des geschmolzenen Metalles zu einer sehr dünnen Lamelle von nur etwa 5 μ Dicke mit einer Strukturänderung und daher auch optischen Veränderung der Oberfläche verbunden ist, so können die Ergebnisse dieser Untersuchung nicht als bindend angesehen werden. Von Bedeutung ist aber, daß im Bereich von 900^0 bis 2000^0 C für keines der untersuchten Metalle, sei es im festen oder flüssigen Zustand, ein deutlicher Temperaturkoeffizient nachweisbar war. Für die meisten festen Metalle ergab sich im Glühzustand dasselbe Absorptionsvermögen wie bei 20^0.

4. Bestimmung der wahren Temperatur des Strahlers durch ein Thermoelement. Bei dem Rest der zu besprechenden Arbeiten besitzt die Temperaturskala erhöhten Einfluß, weil gemäß Gl. 18 die wahre und die schwarze Temperatur nicht auf die gleiche Art bestimmt sind, und sich deswegen etwaige Fehler in der Skala weniger leicht herausheben. Zu dieser Gruppe von Messungen gehören auch diejenigen, die oben bereits gelegentlich der grundlegenden Beobachtungen über die Änderung des Emissionsvermögens erwähnt sind, und sich auf einen dünnwandigen Metallkasten beziehen, in dessen Innern die Lötstelle eines Thermoelementes angeordnet ist. Dieses mißt die wahre Temperatur, während auf der Außenseite des Metalls die schwarze Temperatur auf optischem Wege ermittelt wird.

Eines solchen Kastens aus Platin bediente sich auch Elisabeth Benedikt (3), um das Emissionsvermögen des Platins bei $\lambda = 0{,}645$ und $\lambda = 0{,}592$ zwischen $T = 1198^0$ und $T = 1434^0$ zu beobachten. Es ergab sich unabhängig von der Temperatur bei $\lambda = 0{,}645$ $A = 0{,}34$ und bei $\lambda = 0{,}592$ $A = 0{,}38$. Bei der höchsten Temperatur wurde auch das Emissionsvermögen noch für einige andere Wellenlängen bestimmt. Es ergab sich hier $A = 0{,}39$ bei $\lambda = 0{,}556$; $A = 0{,}40$ bei $\lambda = 0{,}526$; $A = 0{,}44$ bei $\lambda = 0{,}500$. Diese Werte des Absorptionsvermögens stehen in guter Übereinstimmung mit den Zahlen, die man aus dem Reflexionsvermögen des Platins bei Zimmertemperatur ableitet. Die Verfasserin weist darauf hin, daß man im sichtbaren Bereich von etwa $\lambda = 0{,}500\,\mu$ bis $\lambda = 0{,}656\,\mu$ für das Absorptionsvermögen des Platins die Beziehung $A_\lambda = 0{,}239 \cdot \lambda^{-0{,}8}$ aufstellen kann. Damit folgt nach Gl. 4 und 6 für die Strahlung des Platins im sichtbaren Gebiet

$$E_\lambda' = C' \lambda^{-5{,}8} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \tag{24}$$

Waidner und Burgeß (50) benutzten zur Untersuchung der Strahlung von Platin und Palladium eine weniger günstige Anordnung, indem sie 4 mm breite Streifen des Metalles in Spiralform auf ein Porzellan- oder Quarzrohr wickelten, in dessen Achse ein Thermoelement angeordnet war. Bei elektrischer Heizung des Metallstreifens, dessen einzelne Spiralwindungen nur etwa 0,1 mm voneinander entfernt waren, wurde die nicht ohne weiteres zulässige Annahme gemacht, daß die wahre Temperatur des Metalles mit derjenigen des Thermoelementes übereinstimmte. Die Strahlungsmessungen wurden mit dem optischen

Pyrometer in rotem und grünem Licht ausgeführt. Sie beziehen sich auf das Temperaturgebiet von etwa 700° bis etwa 1250°. Die Autoren beschränken sich darauf, die Differenz zwischen der wahren und der schwarzen Temperatur anzugeben, ohne das Emissionsvermögen zu berechnen.

Waidner und Burgeß (50) bedienten sich des Thermoelements noch bei einer zweiten Methode zur Bestimmung der wahren Temperatur einer frei strahlenden Platinfläche, indem sie die Lötstelle eines Platin-Platinrhodiumelementes durch eine nichtleuchtende Bunsenflamme heizten und gegen das glühende Blech als Hintergrund photometrierten. Es wurde angenommen, daß bei gleicher Helligkeit des Platinbleches und des Platinschenkels in unmittelbarer Nähe der Lötstelle das Element die Temperatur des Bleches angibt. Hierbei muß vorausgesetzt werden, daß das Element an der Lötstelle nicht verdickt ist und diese die gleiche Ausstrahlung besitzt als der Draht. Zweifellos wird die Sicherheit der Messung durch die Luftschlieren der Flamme, welche sich im Strahlengang der photometrischen Anordnung befindet, nicht unerheblich beeinträchtigt.

M. v. Pirani (37) verwendete bei seinen vielfach veränderten Versuchsanordnungen das Thermoelement zunächst zur Festlegung der Beziehung zwischen Temperatur und Widerstand eines Drahtes, indem er diesen entweder in einem elektrischen Ofen zum Glühen brachte und dessen Temperatur durch das Thermoelement maß, oder indem er ein sehr feines Element an die verdrillten und durch elektrische Heizung im Vakuum geglühten Drähte andrückte. Nachdem auf diese Weise sowohl der Widerstand von Wolfram als auch von Tantal als Funktion der Temperatur bestimmt war, konnte aus gleichzeitiger Messung des Widerstandes und der schwarzen Temperatur des Drahtes, die durch Pyrometrierung vor einem gleich hell glühenden Blech zu ermitteln ist, dessen Emissionsvermögen abgeleitet werden. Die nach den verschiedenen Methoden gewonnenen Resultate wurden bereits oben im Mittelwert mitgeteilt.

Zur Bestimmung des Emissionsvermögens von Kupfer benutzte auch Burgeß (5) ein Thermoelement. Er tauchte zwecks Ermittelung der wahren Temperatur das isolierte Element in das flüssige Metall ein, während er die schwarze Temperatur der Oberfläche durch ein Pyrometer maß. Die Beobachtungen erstreckten sich von $t = 1075^0$ bis $t = 1225^0$ und bezogen sich auf zwei Wellenlängen. Bei diesen Messungen nahm das Emissionsvermögen mit wachsender Temperatur deutlich ab, und zwar bei $\lambda = 0{;}65\ \mu$ von 0,17 bis 0,13, bei $\lambda = 0{,}55\ \mu$

von 0,47 bis 0,28. Aus dem für Zimmertemperatur gültigen Reflexionsvermögen errechnet man für diese Wellenlängen die Absorptionsvermögen $A = 0{,}20$ bzw. $A = 0{,}48$. Jene Änderung des Reflexionsvermögens erwies sich indessen nur für den flüssigen Zustand als gültig. Beim festen Metall konnte kein von null verschiedener Temperaturkoeffizient beobachtet werden.

Stubbs und Prideaux (45) verglichen zwischen 1100° und 1200° C die Strahlung von glühendem Gold mit der Strahlung eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Diese wurde in beiden Fällen durch ein Thermoelement bestimmt. Das in einem elektrischen Ofen geheizte Gold befand sich in einer Quarzschale von 4,5 cm Durchmesser und füllte diese bis zu einer Höhe von 6 mm. Die Größe der Diaphragmen, durch die visiert wurde, waren so berechnet, daß der Mittelteil der Goldoberfläche keine fremde Strahlung erhielt. Das Thermoelement tauchte in das Metall ein. Für die Messung der Strahlung in festem Zustand wurde die Oberfläche geglättet und poliert. Die optische Messung erfolgte mit einem Spektrophotometer. Es zeigte sich im Augenblick des Schmelzens ein ausgeprägter Sprung im Emissionsvermögen des Goldes in dem Sinne, daß das flüssige Gold im roten und gelben Licht stärker, im blauen Licht schwächer emittierte als das feste. Das Emissionsvermögen springt hiernach bei $\lambda = 0{,}65\,\mu$ von $A = 0{,}13$ auf $A = 0{,}23$, bei $\lambda = 0{,}50\,\mu$ von $A = 0{,}53$ auf $A = 0{,}47$. Die für das feste Gold ermittelten Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den Zahlen, welche aus dem Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur abgeleitet werden. Diese Untersuchung hat Stubbs (44) später auf Kupfer und Silber ausgedehnt, indem er diese Metalle in einer reduzierenden Atmosphäre heizte. Es zeigt sich, daß im Bereich von $t = 990°$ bis 1170° weder das feste noch das flüssige Kupfer einen Temperaturkoeffizienten des Emissionsvermögens besitzt, daß aber bei Änderung des Aggregatzustandes ein deutlicher Sprung auftritt, und zwar emittiert auch das flüssige Kupfer im roten Licht stärker, im blauen Licht schwächer als das feste Metall. Die Emissionskurve des festen Kupfers stimmt für Wellen, die größer als 580 $\mu\mu$ sind, ziemlich gut mit den Werten des Emissionsvermögens überein, die man aus dem Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur ableitet. Für kürzere Wellenlängen treten aber sehr erhebliche Unterschiede auf, die einem negativen Temperaturkoeffizienten entsprechen. Für Silber ließ sich mit Sicherheit kein Sprung des Emissionsvermögens am Schmelzpunkt und auch keine Änderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur feststellen. Auch stehen die ermittelten Emissionsvermögen in be-

friedigender Übereinstimmung mit dem Reflexionsvermögen des Silbers bei Zimmertemperatur.

5. Bestimmung der wahren Temperatur durch Schmelzpunkte. Neben dem Thermoelement kommt für die Bestimmung der wahren Temperatur die Methode der Schmelzpunkte in Betracht, und zwar ist die Anordnung hierbei derart, daß entweder die schwarze Temperatur des Strahlers im Augenblick seines Schmelzens bestimmt wird oder gerade dann gemessen wird, wenn andere Körper bekannten Schmelzpunktes, die sich mit dem Strahler im Temperaturgleichgewicht befinden, den Aggregatszustand ändern.

Burgeß (6) unterzog seine auf dieser Grundlage gemeinsam mit Waidner (50) angestellten Beobachtungen über die Strahlung des Platins einer besonderen Durchrechnung bezüglich des Zusammenhanges zwischen der wahren und schwarzen Temperatur im sichtbaren Gebiet. Die wahre Temperatur des verwendeten Platinstreifens war hierbei nach dem Jolyschen Meldometer unter Annahme gewisser Schmelzpunkte ($Pd = 1500$, $Au = 1064$) aus der mikrometrisch gemessenen Länge des Platinstreifens interpoliert worden. Die Messungen erstreckten sich von $t = 720^0$ bis zum Schmelzpunkt des Platins, der zu $t = 1715^0$ angesetzt wurde. Die Rechnung wurde mit der Strahlungskonstante $c_2 = 14500$ durchgeführt.

Entsprechend den unrichtigen Annahmen über die Temperaturskala wurde der Zusammenhang zwischen der schwarzen und der wahren Temperatur nicht so gefunden, wie es bei konstantem Absorptionsvermögen nach Gl. 18 zu erwarten steht. Für $\lambda = 0,651$ ergab sich:

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = 0,0256 \frac{1}{T} + 0,0000357.$$

Ähnliche Gleichungen wurden auch für die Beobachtungen bei $\lambda = 0,550\,\mu$ und $\lambda = 0,474\,\mu$ aufgestellt. Aus ihnen müßte eine starke Zunahme des Absorptionsvermögens mit wachsender Temperatur gefolgert werden. Die Umrechnung der Beobachtungen auf die richtige Temperaturskala ist ohne genaue Kenntnis des ganzen Beobachtungsmaterials nicht durchführbar.

Später änderten Waidner und Burgeß (51) die Meldometeranordnung insofern etwas ab, als sie die Temperatur eines Platin- oder Palladiumstreifens nicht mehr aus der mikrometrisch gemessenen Längenänderung interpolierten, sondern die Strahlung des Streifens nur im Augenblick des Schmelzens der Probe beobachteten. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind durch Kurven dargestellt, aus denen man den

Unterschied zwischen der wahren und der schwarzen Temperatur entnehmen kann, ohne daß die Absorptionsvermögen berechnet wären.

Auch v. Pirani (37) benutzte eine ähnliche Methode zur Bestimmung der wahren Temperatur wie Waidner und Burgeß, indem er dünne und kurze Drähtchen von Metallen bekannten Schmelzpunktes, sogenannte Schmelzhäkchen, zwischen zusammengedrillte Wolfram- oder Tantalfäden steckte, die im Vakuum geglüht wurden. Er nahm an, daß bei langsamer Steigerung des Heizstromes die verdrillten Drähte gerade dann die Schmelztemperatur der Häkchen besitzen, wenn diese sich zu bewegen beginnen.

v. Wartenberg (49) ermittelte mit dem Wanner-Pyrometer die wahre Schmelztemperatur einiger Metalle (*Pt*, *Ir*, *Rh*, *Pd*, *Au*, *Ag*), indem diese innerhalb eines schwarzen Körpers, der für die höchsten Temperaturen aus einem Wolframrohr bestand, durch langsames Hochheizen zum Schmelzen gebracht wurden. Seine Temperaturskala ist durch den Goldschmelzpunkt $t = 1064^0$, den Platinschmelzpunkt $t = 1745^0$ und die Strahlungskonstante $c_2 = 14600$ gekennzeichnet. Die schwarzen Schmelztemperaturen der verschiedenen Metalle wurden der Arbeit von Holborn und dem Verfasser (22) entnommen und auf die soeben genannte Skala umgerechnet. Der hiernach vorhandene Unterschied zwischen der wahren und der schwarzen Schmelztemperatur von Platin, Iridium, Rhodium und Palladium läßt sich nach Gl. 18 in vorzüglicher Genauigkeit berechnen, wenn man die durch v. Wartenberg (48) nach der Drudeschen Methode aus den optischen Konstanten der Metalle bei Zimmertemperatur abgeleiteten Absorptionsvermögen zugrunde legt. Bei Gold und Silber zeigte sich nur mäßige Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung, was auf mangelhafte Beschaffenheit der Metalloberfläche, die gerade bei den Metallen hohen Reflexionsvermögens von besonders starkem Einfluß ist, zurückgeführt wird.

c) Die allgemeine Strahlungsgleichung der Metalle.

Die vielfachen Bemühungen zur Aufstellung einer allgemeinen Strahlungsgleichung der Metalle sind bisher nicht von vollem Erfolge gekrönt gewesen. Eine solche Gleichung müßte zum Ausdruck bringen, daß das Absorptionsvermögen vieler Metalle im Bereich kurzer Wellenlängen unabhängig von der Temperatur ist, und daß es sich im Ultrarot jenseits 4 μ nach der Forderung der elektromagnetischen Theorie proportional der Wurzel aus dem elektrischen Widerstand ändert.

Die Strahlung nicht schwarzer fester Körper, insbesondere des Platins und einiger auf dies Metall aufgetragener Oxyde, ist zuerst von Paschen (34, 35, 36) im Jahre 1893 untersucht worden. Die wahre Temperatur wurde durch ein Thermoelement *Pt—PtRh* gemessen, dessen Lötstelle von dem elektrisch geheizten Blech umhüllt und berührt wurde. Um richtige Werte für die elektromotorische Kraft des Elementes zu finden, war es nötig, den Heizstrom zu kommutieren. Der später (im Jahre 1898) von Lummer und Kurlbaum (28) eingeführte und bereits mehrfach erwähnte Platinkasten, der die isolierte Lötstelle des Thermoelements umschließt, ist durch folgerichtige Weiterbildung und Verbesserung der Paschenschen Anordnung entstanden.

Paschen stellte die Strahlungsintensität E' als Funktion von T und λ durch die Gleichung

$$E' = c_1' \lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c_2'}{\lambda T}} \tag{25}$$

dar, in der die Konstanten c'_1, α und c'_2 von Körper zu Körper wechseln. Aus (25) folgt, daß zwischen der Wellenlänge λ_m maximaler Energie und der absoluten Temperatur T die Beziehung

$$\lambda_m T = \frac{c_2'}{\alpha} \tag{26}$$

gilt, und daß die über alle Wellenlängen erstreckte Gesamtstrahlung

$$G_s' \text{ prop. } T^{\alpha-1} \tag{27}$$

ist. Die Gleichungen (26) und (27) entsprechen den Gleichungen (2) und (1) für den schwarzen Körper. Unter der Annahme, daß die Energie des schwarzen Körpers durch Gleichung (4) darstellbar ist (was mit ziemlich weitgehender Näherung zutrifft, besonders wenn $\lambda T < 3000$ ist), folgt aus (25) das Absorptionsvermögen des Strahlers zu

$$A = a \cdot \lambda^{5-\alpha} e^{-\frac{b}{\lambda T}}. \tag{28}$$

Paschen ermittelte für Platin $\alpha = 6{,}4$, für Kohle $\alpha = 5{,}2$.

Lummer und Kurlbaum (28) fanden die Gesamtstrahlung des Platins zwischen $T = 700^0$ und 1800^0 abs. proportional der 5. Potenz der absoluten Temperatur.

Lummer und Pringsheim (29) ermittelten zwischen $T = 800^0$ und 1850^0 durch Strahlungsmessungen am verbesserten Platinkasten für dies Metall $\alpha = 6$ und $\lambda_m T = 2630$.

Neuerdings ist die Platinstrahlung vom sichtbaren Gebiet ($\lambda = 0{,}59\ \mu$) bis zu langen Wellen ($\lambda = 7{,}55\ \mu$) durch Coblentz (10) untersucht worden. Er bediente sich bei diesen Messungen sowohl des Platinkastens als

auch der Mendenhallschen Falte und fand, daß beide Methoden trotz der großen Verschiedenartigkeit der Temperaturmessung in dem ganzen Bereich von 850^0 bis 1700^0 C zu wesentlich übereinstimmenden Ergebnissen führen. Ausgehend von der Formel (25), in der $c_2' = c_2$, d. h. gleich der Konstanten für den schwarzen Körper gesetzt wurde, bestimmte Coblentz bei konstanter Temperatur aus Beobachtungen bei verschiedener Wellenlänge sowohl α als auch $\lambda_m T$. Er fand eine Abnahme von α mit steigender Temperatur, und zwar ergab sich für $t = 800^0$ $\alpha = 6{,}5$, für $t = 1600^0$ $\alpha = 5{,}5$. Auch für $\lambda_m T$ wurde ein Temperaturkoeffizient ermittelt, und zwar folgte aus den Messungen mit dem Platinkasten und der Temperaturmessung durch das Thermoelement

$$\lambda_m T = 2530 + 0{,}26\ (t - 1000),$$

dagegen aus den Messungen mit der Falte und der Temperaturbestimmung durch das optische Pyrometer

$$\lambda_m T = 2490 + 0{,}26\ (t - 1000).$$

Coblentz weist bei dieser Gelegenheit darauf hin, daß bei entsprechender Diskussion auch aus den ursprünglichen Paschenschen Messungen derselbe Temperaturkoeffizient 0,26 für das Produkt $\lambda_m T$ zu entnehmen ist.

Zu bemerken bleibt indessen, daß die angegebenen Konstanten nicht alle Beobachtungen restlos wiedergeben, daß vielmehr die berechneten Werte der Intensität bei $\lambda = 3\ \mu$ deutlich größer, bei 5 bis 6 μ dagegen deutlich kleiner als die von Coblentz beobachteten Werte sind.

Von theoretischem Interesse ist der Umstand, daß der Exponent α mit wachsender Temperatur abnimmt. Man kann leicht einsehen, daß dies immer dann der Fall sein muß, wenn $\alpha > 5$ ist. Würde nämlich unter dieser Bedingung α konstant bleiben, so ließe sich nach Gl. (27) eine Temperatur T angeben, oberhalb deren die Gesamtemission des Strahlers größer wäre als die Gesamtemission des schwarzen Körpers gleicher Temperatur (vgl. Gl. 1), was unvereinbar wäre mit der Forderung des Kirchhoffschen Gesetzes (Gl. 6), daß das Emissionsvermögen eines beliebigen Strahlers nicht größer sein kann als 1.

Mc Cauley (8) untersuchte die Strahlung von Tantal, Platin und Palladium von etwa 1000^0 abs. bis zum Schmelzpunkt der Metalle und im Bereich von 0,5 bis 5 μ. Die wahre Temperatur wurde nach der Mendenhallschen Methode aus der Helligkeit im Innern einer Falte ermittelt. Er fand, daß die Strahlung der untersuchten Metalle

weder durch Formel (25) noch durch eine entsprechende Formel, die sich an das Plancksche Strahlungsgesetz (Gl. 5) anlehnt, dargestellt werden kann. Es zeigte sich nämlich bei den im Vakuum ausgeführten Versuchen, daß die Metalle im kurzwelligen Ultrarot ein Minimum des Reflexionsvermögens besitzen, das sich um so schärfer ausprägt, je höher die Temperatur steigt. In diesem Bereich wäre also dem Emissionsvermögen ein beträchtlicher Temperaturkoeffizient zuzuschreiben. Im sichtbaren Gebiet dagegen ergab sich das Emissionsvermögen als nahezu unabhängig von der Temperatur. Ferner wies das Produkt der Wellenlänge maximaler Energie mit der Temperatur einen beträchtlichen positiven Temperaturkoeffizienten auf. Es wuchs $\lambda_m T$ bei Tantal von 2510 für 1200° abs. bis 3280 für 3000° abs., bei Platin von 2390 für 1100° abs. bis 2770 für 2000° abs., bei Palladium von 2510 für 1000° abs. bis 2730 bei 1600° abs. Bemerkenswert ist, daß hiernach $\lambda_m T$ für Tantal sogar höhere Beträge annimmt als für den schwarzen Körper, was nach Gl. (26) auf ein α kleiner als 5 schließen läßt.

Die Gesamtstrahlung einiger Metalle wurde auch von Verron A. Suydam (46) gemessen, und zwar durch Beobachtung des Wattverbrauches von im Vakuum ausgespannten Drähten. Es wurde versucht, die Gesamtstrahlung G pro cm² der Oberfläche durch eine Formel der Gestalt $G = c \cdot T^n$ wiederzugeben. Sie erwies sich für Silber, Platin, Eisen und Chromnickel gut brauchbar, für Nickel dagegen nur mit mäßiger Näherung. Es ergab sich für Silber zwischen $t = 340°$ und 700° $c = 3{,}0 \cdot 10^{-13}$, $n = 4{,}1$; für Platin zwischen $t = 370°$ und 870° $c = 2{,}3 \cdot 10^{-15}$, $n = 5$, für Nickel zwischen 190° und 1000° $c = 1{,}0 \cdot 10^{-14}$, $n = 4{,}65$; für Eisen zwischen 420° und 1030° $c = 3{,}2 \cdot 10^{-17}$, $n = 5{,}55$; für Chromnickel zwischen 470° und 770° $c = 1{,}8 \cdot 10^{-12}$, $n = 4{,}1$.

VI. Abhängigkeit des Emissionsvermögens vom Winkel.

Diese Ausführungen dürfen nicht geschlossen werden, ohne noch darauf aufmerksam zu machen, daß das Emissionsvermögen eines Strahlers nicht nur eine Funktion der Temperatur und der Wellenlänge, sondern im allgemeinen auch eine Funktion des Winkels ist, den die Ausstrahlungsrichtung mit der Normalen bildet. Über diesen Punkt sind noch nicht sehr eingehende Forschungen angestellt, die auch insofern recht schwierig sind, als die Ergebnisse von der Oberflächenbeschaffenheit der Metalle abhängen und diese sich beim Glühen infolge von Zerstäubung und Rekristallisation ändert. Je stärker der Emissionswinkel von der Normalen abweicht, um so schwerer müssen

kleine Unebenheiten der Oberfläche ins Gewicht fallen. Allgemein läßt sich sagen, daß das Emissionsvermögen nur beim ideal schwarzen Strahler, der in großer Näherung durch den gleichmäßig temperierten Hohlraum verwirklicht wird, nicht mit dem Winkel wechselt, daß es aber bei blanken Metallen je nach dem Emissionswinkel um Beträge von 10 bis 20 Proz. schwanken kann.

Die im Vorstehenden mitgeteilten Daten des Emissionsvermögens beziehen sich auf senkrechte oder nahezu senkrechte, d. h. in der Normalen zur Fläche erfolgende Ausstrahlung.

Nachdem Müller (32) bereits im Jahre 1885 die Strahlung des Platins in Abhängigkeit vom Emissionswinkel untersucht hatte, aber keinen Unterschied mit der Richtung deutlich nachweisen konnte, hat sich neuerdings Worthing (53) dieser Frage wieder zugewandt und die Emission von Wolfram und Kohle daraufhin untersucht. Er stellte fest, daß die Helligkeit des glühenden Wolframbleches im roten Licht ($\lambda = 0{,}63$) zunächst um so größer wurde, je mehr der Emissionswinkel von der Normalen abwich. Im Maximum stieg die Helligkeit bei 75^0 Abweichung von der Normalen um 17 Proz. an. Bei noch größeren Winkeln zeigte sich eine schroffe Abnahme der Intensität. Hieraus wäre zu schließen, daß ein glühender Wolframdraht mit zylindrischem Querschnitt dem Auge nicht als gleichmäßig glühende Fläche erscheinen kann, sondern daß diese Fläche in der Nähe ihres Randes parallel zur Längsachse zwei helle Streifen aufweisen muß.

Es läßt sich leicht feststellen, daß (auch durch Beobachtungen mit einem Mikroskop) eine derartige Erscheinung weder an glühenden Wolframfäden noch an Platindrähten, deren Oberfläche nicht besonders geglättet ist, wahrgenommen werden kann. Bauer und Moulin (2) fanden, daß das Reflexionsvermögen des Platins im roten Licht sich kaum merklich mit dem Winkel ändert, wenn dieser nicht mehr als 40^0 von der Normalrichtung abweicht, daß das Reflexionsvermögen aber bei einem Winkel von 80^0 um 13 Proz. größer ist als bei normaler Inzidenz.

VII. Schluß.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden: Nach den Untersuchungen von Hagen und Rubens gibt Formel (9) bzw. (16) das Absorptionsvermögen der Metalle für sehr lange Wellen ($26\ \mu$) richtig wieder. Bei der Wellenlänge $\lambda = 8{,}85\ \mu$ zeigen sich bereits deutliche Abweichungen von der Theorie, die aber zunächst nur im absoluten Betrage, nicht im Temperaturkoeffizienten des Absorptionsvermögens zum Ausdruck kommen. Der Temperaturkoeffizient wird

noch bei 4 oder 5 μ ziemlich richtig von der Theorie angegeben. Beim Übergang zu noch kürzeren Wellen tritt eine ziemlich plötzliche Abweichung von der Theorie ein, und bei 2 μ ist das Absorptionsvermögen der Metalle bereits unabhängig von der Temperatur, während es bei längeren Wellen stets einen positiven Temperaturkoeffizienten besitzt.

Insbesondere ist die Konstanz des Absorptionsvermögens im sichtbaren Licht für die Platinmetalle und Tantal festgestellt worden. Für das wichtige Metall Wolfram, das häufig untersucht wurde, gelangten Langmuir, Pirani, Shakelford, Henning zu dem gleichen Resultat, während andere Autoren wie Hyde, Weniger und Pfund, Worthing im sichtbaren Gebiet einen negativen Temperaturkoeffizienten und Mendenhall gemeinsam mit Forsythe einen positiven Temperaturkoeffizienten des Absorptionsvermögens fanden.

Aus der Verschiedenartigkeit dieser Ergebnisse kann nun der Schluß gezogen werden, daß die Strahlungseigenschaften des Wolframs; sehr leicht durch Verunreinigungen des Metalles beeinträchtigt werden, Langmuir hat ausdrücklich darauf hingewiesen. Auch v. Wartenberg (49) hat darauf aufmerksam gemacht, daß der Schmelzpunkt des Wolframs stark von geringen Kohlenstoffmengen, die vom Metall gelöst werden, beeinflußt wird. Es müssen dem glühenden Metall auch alle Gase ferngehalten werden, welche Kohlenwasserstoffe enthalten. Diese Vorsichtsmaßregel ist nicht überall genügend beachtet worden, und es erscheint darum unerläßlich, neue Versuche über das Emissionsvermögen des Wolframs anzustellen, bevor die Frage nach dessen Temperaturkoeffizienten als endgültig beantwortet angesehen werden kann.

Von mehreren Autoren ist untersucht worden, ob das Emissionsvermögen eines strahlenden Metalles sich beim Übergang in den flüssigen Zustand ändert. Auch hier sind die Ergebnisse widersprechend. Stubbs und Prideaux fanden, daß flüssiges Gold und Kupfer im roten Licht stärker, im blauen Licht schwächer strahlt als das feste Metall gleicher Temperatur. In Übereinstimmung hiermit stehen die von Burgeß und Waltenberg an zahlreichen Metallen (*Pt*, *Pd*, *Ni*, *Cu*, *Au*, *Ag*) ausgeführten Beobachtungen. Indessen stellte im Gegensatz hierzu Langmuir fest, daß von schmelzendem Wolfram die flüssigen Teile im roten Licht schwächer strahlen als die festen Teile. Bidwell fand für Kupfer, Gold und Silber den Sprung des Absorptionsvermögens beim Zustandswechsel nur dann, wenn die umgebende Atmosphäre Sauerstoff enthielt.

Bidwell sowohl wie Stubbs stellten bei flüssigem Kupfer im sichtbaren Licht verschiedener Wellenlänge keine Änderung des Ab-

sorptionsvermögens mit der Temperatur fest, während Burgeß einen negativen Temperaturkoeffizienten ermittelte. Es ist leicht einzusehen, daß im Augenblick des Schmelzens die Oberfläche eines Metalles vielerlei Einflüssen ausgesetzt ist, falls Verunreinigungen nicht sorgfältig ferngehalten werden. Besitzt das feste Metall bereits eine Oxydhaut, so ist beobachtet worden, daß diese im Augenblick des Schmelzens infolge der Kapillarkräfte an den Tiegelrand wandert. Andererseits sind flüssige Metalle für Gase leichter aufnahmefähig als feste Metalle.

Im sichtbaren Gebiet ist das Emissionsvermögen offenbar nicht unbeträchtlich abhängig von der physikalischen und chemischen Beschaffenheit der Oberfläche. Bei sehr langen Wellen tritt nicht nur der Einfluß kleiner Unebenheiten der Oberfläche in den Hintergrund, sondern auch die chemische Beschaffenheit ist von geringerer Bedeutung, weil weit außerhalb des Bereiches der molekularen Eigenschwingungen die Werte für das Emissionsvermögen sehr klein sind und alle individuellen Unterschiede der Strahler wenig zur Geltung kommen.

Zur Berechnung der Strahlungsintensität im sichtbaren Gebiet empfiehlt es sich, folgende Werte für das Emissionsvermögen zu verwenden, die aus Messungen von Reflexionsvermögen bei Zimmertemperatur abgeleitet wurden:

λ in 0,001 mm	*Ag*	*Au*	*Pd*	*Pt*	*Rh*	*Ir*	*T*	*Wo*
0,45	0,10	0,67	—	0,45	—	—	—	0,52
0,50	0,09	0,53	—	0,42	0,24	0,28	0,62	0,51
0,55	0,07	0,26	—	0,39	0,23	0,27	0,60	0,50
0,60	0,07	0,16	0,33	0,36	0,22	0,25	0,58	0,49
0,65	0,06	0,11	—	0,33	0,21	0,24	0,56	0,47
0,70	0,05	0,08	—	0,31	0,20	—	—	0,46

Die Werte für Silber, Gold, Platin sind den Beobachtungen von Hagen und Rubens bzw. von Henning (20) entnommen. Die Zahlen für Rhodium und Iridium entstammen den Beobachtungen von v. Wartenberg (47) und Coblentz (10), während Henning für beide Metalle um etwa 30 Proz. höhere Werte beobachtete. Das Reflexionsvermögen von Tantal wurde von v. Wartenberg, Coblentz, Henning in leidlicher Übereinstimmung gefunden. Nach Littleton (27), der allerdings ein besonders reines Metall in Händen gehabt zu haben behauptet, gelten für das Absorptionsvermögen des Wolframs 12 Proz. kleinere Werte als oben nach übereinstimmenden Messungen von v. Warten-

berg und Coblentz angegeben wurde. Der Wert für das Absorptionsvermögen von Palladium ist ebenfalls den v. Wartenbergschen Messungen entnommen.

Literatur.

1) E. Aschkinaß, Ann. d. Phys. **17**, 960—976, 1905.
2) E. Bauer u. M. Moulin, Compt. rend. **150**, 167—169, 1910.
3) E. Benedikt, Ann. d. Phys. (4) **47**, 641—678, 1915.
4) Ch. Bidwell, Phys. Rev. (2) **3**, 439—450, 1914.
5) G. K. Burgeß, Bull. Bur. Stand. **1**, 443, 1904.
6) G. K Burgeß, Bull. Bur. Stand. **6**, 111, 1909.
7) G. K. Burgeß u. R. G. Waltenberg, Phys. Rev. **4**, 546—547, 1914.
8) G. V. Mc Cauley, Astroph. Journ. **37**, 164—182, 1913.
9) W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. **7**, 197—225, 1911.
10) W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. **9**, 81—117, 1912.
11) A. L. Day u. R. B. Sosman, Sill. Journ. **29**, 93—161, 1910.
12) P. Drude, Wied. Ann. **39**, 538, 1890.
13) P. Drude, Physik. d. Äthers, 1. Aufl., S. 574, 1894.
14) P. D. Foote, Journ. Wash. Acad. **5**, 1—7, 1915.
15) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 432, 1902.
16) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. **11**, 873—901, 1903.
17) E. Hagen u. H. Rubens, Verh. d. D. Phys. Ges. **6**, 128—136, 1904.
18) E. Hagen u. H. Rubens, Berl. Ber. 1909, 478—492.
19) E. Hagen u. H. Rubens, Berl. Ber. 1910, 467—487.
20) F. Henning, Ztschr. f. Instrkde. **30**, 61—75, 1910.
21) F. Henning, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **16**, 1—18, 1919.
22) L. Holborn u. F. Henning; Berl. Ber. 1905, 311—317.
23) L. Holborn u. S. Valentiner, Ann. d. Phys. **22**, 1—48, 1907.
24) E. P. Hyde, Astroph. Jour. **36**, 89—132, 1912.
25) J. Koenigsberger, Verh. d. D. Phys. Ges. **1**, 247—252, 1899.
26) I. Langmuir, Phys. Rev. **6**, 138—157, 1915.
27) J. T. Littleton, Phys. Rev. **35**, 306—311, 1912.
28) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 106—111, 1898.
29) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **1**, 215—235, 1899.
30) C. E. Mendenhall, Astroph. Journ. **33**, 91—97, 1911.
31) C. E. Mendenhall u. W. E. Forsythe, Astroph. Journ. **37**, 380—390, 1913.
32) W. Möller, Wied. Ann. **24**, 266—281, 1885.
33) W. Nernst, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 294, 1919.
34) F. Paschen, Wied. Ann. **49**, 50—68, 1893.
35) F. Paschen, Wied. Ann. **58**, 455—492, 1896.
36) F. Paschen, Wied. Ann. **60**, 722, 1897.
37) M. v. Pirani, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 301—348, 1910.
38) M. v. Pirani, Phys. Ztschr. **13**, 753, 1912.

39) M. v. Pirani u. A. R. Meyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 213—222, 1912.
40) M. v. Pirani, u. A. R. Meyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 226—228, 1912.
41) M. Planck, Berl. Ber. 1903, 278—280.
42) A. Pflüger, Wied. Ann. **58**, 493—499, 1906.
43) B. E. Shakelford, Phys. Rev. (2) **8**, 470—478, 1916.
44) C. M. Stubbs, Proc. Roy. Soc. **88**, 195—205, 1913.
45) C. M. Stubbs u. E. B. R. Prideaux, Proc. Roy. Soc. **87**, 451—465, 1912.
46) V. A. Suydam, Phys. Rev. **5**, 497—509, 1915.
47) H. v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 105—120, 1910.
48) H. v. Wartenberg, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 121—127, 1910.
49) H. v. Wartenberg, Ztschr. f. angew. Chem. **24**, 2243, 1911.
50) C. W. Waidner u. G. K. Burgeß, Bull. Bur. Stand. **1**, 189—254, 1904.
51) C. W. Waidner u. G. K. Burgeß, Bull. Bur. Stand. **3**, 163—208, 1907.
52) W. Weniger u. A. H. Pfund, Phys. Rev. **14**, 427—433, 1919.
53) G. Worthing, Astroph. Journ. **36**, 345—361, 1912.
54) P. Zeeman, Leiden Comm. **20**, 1895.

Berlin-Lichterfelde, den 6. Juli 1920.

(Eingegangen 11. Juli 1920.)

Beobachtungen über die elektrischen Ladungen einzelner Regentropfen und Schneeflocken.

Von **Peter Gschwend**.

I. Einleitung und Versuchsanordnung.

Die Elektrizität der Niederschläge ist noch keineswegs befriedigend erklärt, die Ladungen einzelner Regentropfen und Schneeflocken sind überhaupt noch nicht gemessen worden.

Die Untersuchungen der Niederschlagselektrizität haben begonnen mit den Arbeiten von J. Elster und H. Geitel 1888 [1]). In einer isolierten und elektrostatisch gegen das Erdfeld geschützten Schale haben die-

1) Betreffs der Literatur verweise ich auf die zusammenfassenden Arbeiten: H. Benndorf, Sitzungsber. d. Münchner Akad. Jahrg. 1912, 402—429; H. Geitel, Phys. Zeitschr. **17**, 455—464, 1916.

selben die Niederschläge aufgefangen und die Aufladung der Schale von Zeit zu Zeit mit einem Elektrometer gemessen.

Die Ausschläge wurden von H. Gerdien (Göttingen 1902) photographisch registriert, während gleichzeitig durch einen großen Widerstand (bis 10^{12} Ohm) die Schale fortwährend einen Teil ihrer Ladungen an die Erde abgab.

Gerdien beobachtete, besonders bei Gewittern, rasche Zeichenwechsel. Eine Erklärung dafür wollte er nicht geben, weil schon geringe Isolationsfehler, wie Benndorf[1]) gezeigt hat, die Resultate stark verändern mußten.

Die von K. Kähler, H. Benndorf, G. C. Simpson und F. Schindelhauer angewandte Registriermethode ist noch weniger geeignet, über rasche Zeichenwechsel Aufschluß zu geben, als die Methode von Gerdien. Die Anordnung dieser Forscher hat nämlich den wesentlichen Umstand gemeinsam, daß das Potential der Schale erst nach Verlauf einer längern Zeit (nach 2 Min.; bei Benndorf nach 10 Min.) mechanisch registriert wird. Es ist also unmöglich, Zeichenwechsel innerhalb dieses Intervalles zu beobachten.

Solche Zeichenwechsel kommen aber vor, wie M. Baldit durch Beobachtungen im Intervalle $^1/_4$ Min. zeigen konnte.

Es seien ferner erwähnt die Arbeiten von E. Weiss, K. W. F. Kohlrausch und F. Herath. Letzterer registrierte den Strom über 25 m^2 Auffangfläche mit dem Galvanometer. Abgesehen davon, daß hier Influenzwirkungen von seiten des Erdfeldes sehr störend sein können, müssen die Angaben über die Stromstärke zu klein ausfallen, wenn positiv und negativ geladene Teilchen nebeneinander oder gemischt vorkommen. Dieser letzte Einwurf betrifft jede schon besprochene Methode in dem Maße, als die Auffangfläche größer oder kleiner ist.

Schon Benndorf[2]) bezeichnete (1912) die Messung der Ladung einzelner Tropfen und die Untersuchung, ob irgendeine Beziehung zwischen Tropfengröße und Ladung bestehe, ob gewisse Ladungen häufiger vorkommen usw., als möglich und wünschenswert.

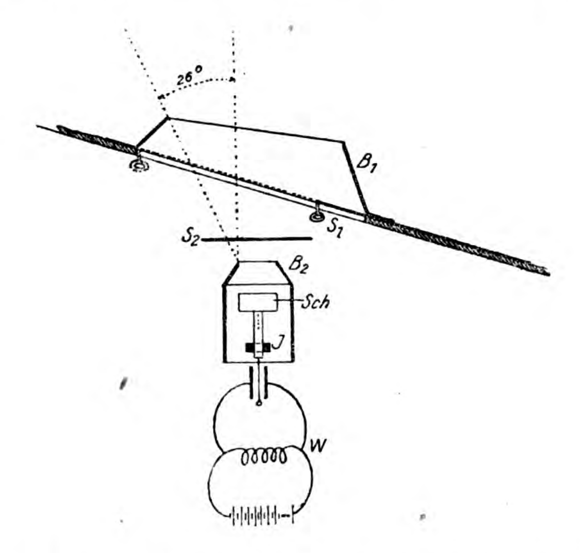
Auf Anregung von Prof. A. Gockel habe ich Untersuchungen in dieser Richtung im Universitätsinstitut für kosmische Physik in Freiburg (Schweiz) unternommen. Das Ziel war, die Ladungen einzelner Niederschlagsteilchen zu bestimmen und gleichzeitig die Struktur des Regens zu untersuchen.

---

1) H. Benndorf, l. c. S. 416.
2) H. Benndorf, l. c. S. 427.

Zu diesem Zweck wurde die Wiesnersche Methode zur Bestimmung der Tropfengröße direkt mit der Messung der elektrischen Ladungen verbunden. Ein mit Eosin bestäubtes Stück Filtrierpapier der von Wiesner[1]) angegebenen Art wurde auf den Boden einer metallischen Auffangschale (12 cm² Fläche) gelegt und letztere mit einem empfindlichen Elektrometer verbunden.

Die Schale wurde mit Hilfe eines mit der Hand beweglichen Deckels für kurze Zeit (Momentexposition) unter dem durchlochten Dach einer eigens hierfür konstruierten Hütte dem Regen ausgesetzt.



Oft gelang es dann, einen einzelnen Tropfen oder eine einzelne Flocke mit meßbarer Ladung aufzufangen.

Bei einer zweiten Art von Messungen (Dauermessungen) blieb die Eintrittsblende 15 bis 120 Sek. lang geöffnet und die rasch sich folgenden Ausschläge wurden fortlaufend notiert.

Endlich wurden die Dauermessungen noch so abgeändert, daß man auf die Ausmessung der Tropfenflecke verzichtete und jetzt während 5 bis 10 Min. die Ausschläge des Instrumentes fortlaufend notierte.

Die Beobachtungen wurden auf der Terrasse des Physikalischen Instituts in Freiburg (Schweiz) angestellt. Der Platz war gegen Nord- und Südwinde durch Gebäude geschützt.

1) Siehe Aug. Becker, Meteorol. Zeitschr. 24, 247, 1907.



Fig. 1 zeigt ein Stück des Daches der Beobachtungshütte und darin die obere Blende (B_1) von 18 cm Durchmesser, die geöffnet und geschlossen wird mit dem Schieber S_1. Ferner sieht man die untere Blende B_2 (Durchmesser 3,85 cm), die auf das Gehäuse des Instrumentes aufgesetzt ist. Statt dieser Blende wurde bei vielen Messungen auch eine solche von 2,78 cm Durchmesser verwendet. Die untere Blende wird geöffnet und geschlossen durch den mit der Hand zu bewegenden Deckel S_2. Die Schale *Sch* ist auf den Zuleitungsstift aufgesetzt. Des weitern ist die Schaltung der Hilfsladung zu sehen. Eine Batterie von 60 Akkumulatorenzellen ist über einen großen Widerstand ($W = 200000$ Ohm) geschlossen. An den Enden des Widerstandes liegt die Abzweigung zum Elektrometer.

Als solches diente vom 23. Jan. 1919 bis 26. Juni 1919 ein Elster-Geitelsches[1]) Fadenelektrometer, nachher bis zum 9. Dezember 1919 ein Lutzsches[2]) Saitenelektrometer.

Zur Sicherung der Isolation durch den Bernstein [s. Fig. 1: *I*] wurde der obere Teil des Gehäuses ein wenig von rückwärts mit einer Metallfadenlampe bestrahlt; später wurde eine elektrische Heizspirale eingebaut.

Bei einer Empfindlichkeit von 25 Skalenteilen pro Volt war die Eichkurve beim Elster-Geitelschen Instrument noch eine Gerade. Weiter konnte das Instrument beansprucht werden bis höchstens 50 Skalenteilen pro Volt. Die gesamte Kapazität (Elektrometer + Auffangschale) betrug 8 cm.

Die mittlere Empfindlichkeit, bei der das Saiteninstrument von Lutz gebraucht wurde, war 30 Skt. pro Volt. Bei der größten Empfindlichkeit konnte noch eine Ladung von $0{,}02 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. gemessen werden. Hier war die Kapazität des isolierten Systems 9 cm. Die Empfindlichkeit der Instrumente wurde ungefähr jede halbe Stunde durch Anlegen eines Normalelementes kontrolliert.

Bei der Untersuchung der Fehlerquellen[3]) findet man, daß Aufladungen der Schale bei einer Änderung des Erdfeldes und durch vertikalen Leitungsstrom, infolge der starken Abschwächung des Feldes über der Schale keinen nennenswerten Einfluß haben.

Die durch abgespritzte Tropfen hervorgerufenen Fehler wurden besonders genau untersucht. Die obere Blende wurde groß gegen die

---

1) J. Elster u. H. Geitel, Phys. Zeitschr. **10**, 664, 1909.
2) C. W. Lutz, Phys. Zeitschr. **9**, 100, 1908.
3) Vgl. H. Benndorf, l. c. S. 413—418.

untere gemacht und der Rand derselben messerscharf zugeschliffen. Von dieser Blende konnten nur bei starkem Wind Tropfen in das Gefäß abspringen. Wenn dies eintrat, mußten die Messungen entweder ganz unterbleiben oder auf die Zeit der Windpausen beschränkt werden. An der unteren Blende aber entladen sich viele Tropfen, wodurch der pro cm^2 berechnete Strom zu klein ausfällt. Bei Verwendung der kleinern untern Blende ($r = 13{,}9$ mm) und bei einem mittleren Tropfendurchmesser ($d = 1{,}34$ mm), wie er für die Gewitter gefunden wurde, macht diese entladende Wirkung 22 Proz. aus und berechnet sich aus der Formel:

$$\frac{r^2 - (r - d)^2}{(r - d)^2}\ 100 \text{ Proz.}$$

Dieser Fehler ist in Tabelle 1 in Rechnung gebracht worden.

Die Influenzwirkung des Erdfeldes auf diese anstoßenden Tropfen wurde in einem künstlich hergestelltem Felde untersucht. Tropfen von 1,17 mm Durchmesser nahmen bei einem Felde entsprechend 8800 V/m im Maximum eine Ladung von $0{,}9 \cdot 10^{-3}$ E.S.E., im Mittel eine solche von $0{,}3 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. an. Da nun dieser Fehler ungefähr proportional der Feldstärke ist, so konnte bei geringen Feldstärken (Landregen) noch mit empfindlicher, bei Gewittern aber nur mit etwas unempfindlicher Einstellung des Instruments gearbeitet werden. Diese Vorsichtsmaßregel war aber auch schon aus anderen Gründen geboten, nämlich durch die Ladungen der Tropfen oder Flocken, die bei Böen und Gewittern so groß waren, daß bei empfindlicher Einstellung der Faden des Instruments leicht aus dem Gesichtsfelde verschwand.

Ein störender Lenard-Effekt[1]) wurde durch das eingelegte Papier und durch den Rand der Schale beseitigt, wie Probeversuche zeigten.

Neben der Messung der Tropfenladung und Tropfengröße ging noch parallel eine Registrierung des Potentialgefälles mit einem Benndorfschen[2]) Registrator mit Minuten und Stundenkontakt und bei vielen Messungen auch eine Registrierung der Regenintensität mit einem nach Art des Gallenkampschen[3]) gebauten Apparat.

Die Messungen verlaufen folgendermaßen: Wenn die Registratoren eingestellt sind, und die Uhr des Beobachters mit den Uhren dieser

1) P. Lenard, Wied. Ann. **46**, 584, 1892; Ders., Ann. d. Phys. **47**, 463, 1915.

2) H. Benndorf, Phys. Zeitschr. **7**, 98, 1906.

3) W. Gallenkamp, Meteorol. Zeitschr. **22**, 1, 1905; Ders., Zeitschr. f. Instrumentenk. **28**, 33, 1908.

Apparate in Übereinstimmung gebracht worden ist, begibt sich der Beobachter in die Beobachtungshütte. Man legt ein zubereitetes Filtrierpapier in die Schale, öffnet die obere Blende und dann für kurze oder längere Zeit auch die unter (S_2) und beobachtet durch das Mikroskop die Ausschläge des Elektrometerfadens. Bei Dauerbeobachtungen wurden die Angaben des Instruments notiert, ohne daß sich das Auge vom Mikroskop wegwandte. Nach beendeter Messung schließt man die untere und dann die obere Blende und nimmt das Papier aus der Schale. Letzeres wird bei Moment- und kurzen Dauerbeobachtungen numeriert und später ausgemessen. Im Beobachtungsheft notiert man den Ausschlag und die meteorologischen Vermerke.

II. Resultate.

1. Momentbeobachtungen. Momentbeobachtungen mit nur einem nach Ladung und Größe gut definierten Tropfen sind nicht leicht anzustellen, denn sowohl bei starker Intensität des Regens wie bei schwach geladenem Regen werden leicht mehrere Niederschlagsteilchen zugleich aufgefangen. Bei Landregen und ähnlichem Regen wurden 61, bei Gewittern und Böen 64 Tropfen und bei Schnee und Graupelfällen 34 Niederschlagsteilchen einzeln beobachtet. Zur Lösung mancher Fragen können aber auch jene Messungen herangezogen werden, bei denen mehr als ein Niederschlagsteilchen gleichzeitig aufgefangen wurde.

Vorzeichen der Ladung, Ladungsgröße und Spannung einzelner Tropfen.

Eine Gesetzmäßigkeit etwa in dem Sinne, daß die Ladungen aller großen Tropfen (oder überhaupt Niederschlagsteilchen) bei den verschiedensten Niederschlägen ein bestimmtes Vorzeichen haben und die aller kleinen das entgegengesetzte, läßt sich nicht finden.

Große Tropfen haben durchweg große Ladungen. Bei Tropfen zwischen 10 und 20 mg Gewicht wurden Ladungen zwischen 5 und $100 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. pro Tropfen beobachtet. Größere Tropfen wurden einzeln nie gemessen, ebenso nicht wirklich große Schneeflocken.

Hauptsächlich positiv geladen sind die kleinen Tropfen bei Landregen, besonders wenn derselbe aus Nebel und tiefer liegenden Wolken ruhig niederfällt. Bei ruhigen Schneefällen sind die kleinen Teilchen hauptsächlich negativ geladen und so auch bei einem kurz vor Schnee-

fall eintretenden Regen, der wahrscheinlich bis kurz vor Ankunft an der Beobachtungsstelle als Schnee existierte.

Deutlich zeigen sich Unterschiede zwischen ruhigen und böigen Vorgängen, indem bei letzteren sowohl die Ladungen der einzelnen Niederschlagsteilchen stärker, als auch die Durchmischung der Vorzeichen ausgeprägter war als bei Landregen und ruhigen Schneefällen.

Im besonderen findet man

a) Landregen: Ein deutliches Vorherrschen des positiven Vorzeichens (80 Proz.) findet sich nur bei den kleinen Tropfen (0—0,1 mg Gewicht). Die großen Tropfen sind gegenüber den kleinen häufiger negativ geladen.

Das Ladungsvorzeichen der Tropfen ist öfter dem Vorzeichen des gleichzeitigen Potentialgefälles (Luft—Erde) entgegengesetzt, als ihm gleich (Verhältnis 24 : 13); aber es zeigt sich hierin keine Beziehung zur Tropfengröße.

Die Spannungen der Tropfen sind unter sich verschieden und schwanken gewöhnlich zwischen 0,5 und 10 Volt. Auffallend ist, daß kleine Tropfen schon bei Landregen bisweilen größere Ladungen haben, als ihnen zukommen würden, wenn die Tropfen ihre Ladung und Wassermenge allein durch Zusammenfließen nur gleichartig geladener ($e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ E.S.E.) Nebelteilchen (mittlere Größe $r = 3 \cdot 10^{-4}$ cm) erhalten hätten.

b) Gewitter und Böen: Das negative Vorzeichen tritt bei Gewittern und Böen (?) häufiger auf als bei Landregen, überwiegt sogar ein wenig gegenüber dem positiven Vorzeichen. Aus 5 Beobachtungsserien ergeben sich 36 negative und 28 positive Tropfen. Wieder sind die großen Tropfen häufiger negativ geladen als die kleinen.

In bezug auf das Potentialgefälle der Luft tritt spiegelbildliches Verhältnis ungefähr ebensooft auf, als gleichgerichtetes (33 : 31) und eine Beziehung zur Tropfengröße ist hierbei wieder nicht zu finden.

Die Potentiale der Tropfen schwanken innerhalb größerer Grenzen als bei den Landregen und liegen gewöhnlich zwischen 0,5 und 100 Volt. Ferner zeigt sich bei Gewittern, daß die größeren Tropfen nicht nur die größeren Ladungen, sondern auch die größeren Spannungen besitzen, daß aber der Wert $\frac{\text{Ladung}}{\text{Gewicht}}$ mit zunehmender Tropfengröße abnimmt. Dasselbe beobachtet man auch bei Landregen.

c) Schnee- und Graupelfälle: In ruhigen Schneefällen sind die größeren Flocken mehr positiv, die kleineren mehr negativ geladen. Das Vorzeichen der Ladung ist häufiger dem des Potentialgefälles ent-

Tabelle I.

1	2	3			4			5			6			7
Art des Niederschlags	Zahl d. gemessenen Tropfen	Mittleres Gewicht in mg eines Tropfens (od. Flocke)			Mittl. Ladung eines Tropfens (od. Flocke) in 10^{-3} E.S.E.			Spannung d. Tropfen mittl. Größe in Volt			Ladung/mg in 10^{-3} E.S.E.			Verhältnis der gesamten posit. zur neg. Ladung
		a^+	b^-	c	a^+	b^-	c	a^+	b^-	c	a^+	b^-	c	
Landregen . .	483	0,39	0,63	0,42	0,24	0,53	0,25	1,6	2,9	1,6	0,62	0,84	0,60	2,12
Böenregen . .	43	0,93	0,85	0,75	1,75	5,43	2,25	8,6	27,6	11,9	1,9	6,4	3,0	0,55
Gewitter . . .	88	1,21	1,46	1,27	8,11	5,88	6,24	36,8	26,0	27,8	6,7	4,0	4,9	1,51
Ruh. Schneefälle	224	0,24	0,18	0,20	0,09	0,06	0,07	—	—	—	0,38	0,33	0,35	1,29
Böig. Schneefälle	152	0,14	0,16	0,15	5,64	4,78	4,91	—	—	—	40,3	29,9	32,7	1,91
Regenfälle . .	614	0,53	0,99	0,61	1,43	3,18	1,62	8,4	15,4	9,2	2,7	3,2	2,7	1,38
Schneefälle . .	376	0,20	0,17	0,17	2,33	1,38	1,66	—	—	—	11,6	8,1	9,8	1,89

a bezieht sich auf das positive Ladungsvorzeichen.
b bezieht sich auf das negative Ladungsvorzeichen.
c zeigt die Verhältnisse unabhängig vom Vorzeichen der Ladung.

gegengesetzt, als ihm gleich, ohne daß hierin eine deutliche Regel zu finden ist.

Betrachtet man alle Momentexpositionen, auch jene, bei denen sich auf dem Filtrierpapier mehr als ein Tropfen befand, so wurden insgesamt $+1821$ und $-1174 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. gemessen, woraus sich das Verhältnis $\frac{E+}{E-} = 1,55$ ergibt, also ein deutlicher positiver Gesamtüberschuß.

Aus allen Momentexpositionen ist die Tabelle I entstanden.

Zu bemerken ist, daß die Anzahl der Tropfen und noch mehr die Anzahl der Flocken wahrscheinlich zu groß und dadurch die Werte der Kolonnen 3, 4 und 5 zu klein ausgefallen sind. Zerspritzte Tropfen und beim Auffallen zerteilte Flocken lassen sich nämlich auf dem Filtrierpapier nicht leicht als solche erkennen.

Aus der Tabelle sieht man:

a) Landregen: Auch hier zeigen sich die negativen Tropfen durchschnittlich größer als die positiven. Die Ladungen und sogar die Spannungen derselben sind ebenfalls größer. In der Rubrik „Ladung pro mg" kommen die Verhältnisse immer noch, wenn auch bedeutend abgeschwächt, zum Ausdruck.

b) Böenregen: Die positiven Tropfen sind größer als die negativen, aber die negativen sind bedeutend stärker geladen. Bei dieser Art von Niederschlägen allein überwiegt im Verhältnis $\frac{E+}{E-}$ das negative Vorzeichen.

c) Gewitter: Die negativen Tropfen sind zwar durchschnittlich die größeren, aber die positiven sind stärker geladen. Die durchschnittliche Spannung des positiven, mittelgroßen Tropfens [36,8 Volt] kann als recht beträchtlich bezeichnet werden. Die durchschnittlichen Ladungen und Spannungen bei den Gewittern sind 10 bis 30 mal größer als bei Landregen.

d) Schneefälle: Schnee ist im Mittel mehr positiv geladen, besonders böiger. Das Verhältnis der Ladungen bei ruhigen und böigen Schneefällen ist ähnlich dem zwischen Landregen und Gewittern. In der Rubrik „Ladung pro mg" finden sich die Höchstwerte bei den böigen Schneefällen.

Während G. C. Simpson[1]) in Simla mit seinen tropischen Ge-

1) G. G. Simpson, Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A, **209**, 379, 1909; Ders., Proc. Roy. Soc., Ser. A, **83**, 394, 1910.

wittern bei weitem am häufigsten Ladungen unter $1 \cdot 10^{-3}$ E.S.E./mg findet und Ladungen von mehr als $6 \cdot 10^{-3}$ E.S.E./mg nach seinen Messungen selten sind, so zeigt die obige Zusammenstellung Mittelwerte, die nur bei Landregen unter $1 \cdot 10^{-3}$ E.S.E./mg bleiben; bei Gewittern aber beträgt für die positiven Ladungen schon der Mittelwert $6 \cdot 10^{-3}$ E.S.E./mg. Drei Maximalwerte bei Gewittern sind: —205, 130 und $122 \cdot 10^{-3}$ E.S.E./mg.

Solche und ähnliche Unterschiede sind natürlich begründet durch die Verschiedenheit der Meßmethode. Simpson muß bei der verwendeten Registriermethode mit 2-Minuten-Kontakt und bei der großen Auffangfläche von 660 cm^2 mit stark verminderten Mittelwerten rechnen, weil fast immer mit Teilchen von dem einen Ladungsvorzeichen auch Teilchen des entgegengesetzten Vorzeichens fallen. Hierüber findet man nähere Aufschlüsse im folgenden.

2. Dauerbeobachtungen.

Mangels eines zweiten Beobachters konnten die Dauermessungen nur zwischen den Einzel- oder Momentbeobachtungen angestellt werden.

Was das Resultat dieser Dauerbeobachtungen charakterisiert, ist der häufige Zeichenwechsel auch innerhalb einer Minute. Besonders bei Gewittern ist bisweilen die Aufeinanderfolge der Zeichenwechsel so rasch, daß während mehrerer Minuten weder das positive noch das negative Zeichen vorherrscht, und daß das nach der einen Seite sich aufladende System sich immer wieder sofort nach der entgegengesetzten Seite entladet. Aber auch bei Böen- und Landregen können in gewissen Stadien dieselben Verhältnisse in bezug auf Zeichenwechsel vorkommen.

Bisweilen vermag das Auge kaum den rasch aufeinanderfolgenden Ausschlägen des Instrumentes trotz der kleinen Eintrittsblende zu folgen und noch weniger die schreibende Hand, so daß gerade bei Regen mit großen Stromstärken diese Messungen unvollständig ausgefallen sind und bei den größten Stromstärken (bei Platzregen), überhaupt nicht angestellt werden konnten.

Im Maximum wurden einmal 8 Zeichenwechsel in einer halben Minute beobachtet. (26. März böiger Regen mit Graupeln.) Zur Erklärung dieser Tatsache kann man nicht einen Messungsfehler, etwa das Anstoßen der Tropfen an der unteren Blende herbeiziehen; denn die Influenzladungen einzelner Tropfen beim Anstoßen an der unteren Blende sind klein gegenüber den gleichzeitig fallenden, wirklichen Ladungen und werden gewöhnlich nicht notiert. Gleichwohl ist zu be-

merken, daß es für genaue quantitative Messungen noch nötig sein wird, die Versuchsanordnungen, wenn möglich, günstiger zu gestalten. Qualitativ aber läßt sich in bezug auf die Struktur des Regens sicher feststellen, daß häufig eine weitgehende Mischung positiver und negativer Ladungen bei allen Niederschlagsarten vorhanden ist, und daß nur selten (bei Regen geringer Intensität) während einer Minute auf eine Fläche von 6 cm² Ladungen nur eines Vorzeichens fallen.

Demzufolge kann ein Registrator mit Minutenkontakt, wenn auch die Auffangfläche nicht größer als 6 cm² ist, nie die gesamte positive und negative Ladung messen. Er gibt nur eine algebraische Summe der beiden Vorzeichen an, von denen das eine vorherrscht. Vergleicht man die Angaben des Registrators mit Minutenkontakt und die durch fortlaufende Beobachtung gefundenen Zahlen während 5—10 Minuten, so sind die letzteren in ihrer Gesamtheit bei jeder Art des Niederschlages immer, und zwar 1,2 bis 5,4 mal größer als die ersteren.

Dieser Umstand muß auch eine Berechnung der Störungen des normalen Feldes beim Niederfallen von Regen oder Schnee aus der gemessenen Eigenladung der Niederschläge, wie eine solche R. Seeliger[1]) durchgeführt hat, neuerdings erschweren.

Aus sämtlichen Dauermessungen ergibt sich das Verhältnis $\frac{E+}{E-} = 1{,}5$, also fast genau wie bei den Einzelmessungen.

III. Laboratoriumsexperimente und Erklärungsversuche.

Die Elster-Geitelsche[2]) Theorie, die sogenannte Influenztheorie, betrachtet die Wasserteilchen der Niederschläge, seien sie fest oder flüssig, wenn sie sich im elektrischen Felde der Erde berühren und wieder trennen, als die Grundbestandteile einer Influenzmaschine. Durch das Arbeiten dieser Maschine wird das elektrische Feld der Erde stetig gesteigert und werden große und kleine Tropfen entgegengesetzt geladen.

Durch Laboratoriumsexperimente muß nun vor allem die Möglichkeit eines elektrischen Kontakts zwischen zwei Wassertropfen, ohne daß Zusammenfließen stattfindet, bewiesen werden.

Elster und Geitel[3]) haben einen Versuch in dieser Richtung

1) R. Seeliger, Wien. Ber. Abt. IIa, 125, 1167, 1916.

2) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 25, 116 und 121, 1885; Dies. Phys. Zeitschr. 14. 1287, 1913.

3) J. Elster und H. Geitel, l. c. S. 129.

schon 1885 veröffentlicht. Tropfen aus einem Zerstäuber wurden auf eine isolierte, mit einem Elektrometer verbundene Wasseroberfläche gerichtet. Die Stelle, an der der Wasserstaub sich bildete, wurde elektrostatisch geschützt, die Wasseroberfläche durch einen in die Nähe gebrachten, geladenen Konduktor influenziert, und der Erfolg war, daß die Wasseroberfläche sich dem Vorzeichen nach gleich dem Konduktor auf lud; der Wasserstaub war entgegengesetzt geladen.

G. C. Simpson[1]) wendet ein, daß die beschriebene Aufladung, auch wenn keine Berührung der Tropfen mit der Flüssigkeit stattfand, durch die Tatsache erklärt werden kann, daß bei der Zerstäubung von Wasser in der Luft Elektrizitätsträger beiderlei Vorzeichens entstehen. Ein Teil dieser Träger wandert auch ohne die Wassertropfen, durch die Kräfte des Feldes getrieben, zur Wasseroberfläche und ladet dieselbe entgegengesetzt der Ladung des Konduktors auf.

Auf Vorschlag von Professor Gockel habe ich nun wenigstens das Auftreten eines elektrischen Kontaktes zwischen Wassertropfen und einem Wasserstrahl, ohne daß der Tropfen mit dem Strahl zusammenfließt, auf folgende Weise zeigen können:

Ein horizontal gerichteter und zur Erde abgeleiteter Wasserstrahl von 2 mm Durchmesser wurde von geladenen Tropfen an der äußersten Peripherie getroffen. Die geladenen Tropfen lieferte ein isoliert (etwa 20 cm über dem Strahl), aufgestelltes Gefäß, das mit einer Batterie auf 200 Volt aufgeladen wurde. Durch eine enge Glaskapillare traten die Tropfen aus und wurden nach dem Anstoßen aufgefangen und gemessen, wie die Regentropfen.

Die Ladung jedes Tropfens betrug, wenn derselbe nicht anstieß, $80 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. Wenn derselbe aber den Wasserstrahl berührt hatte, wurde er immer bis auf eine kleine Restladung von $\sim 0{,}2 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. entladen, vorausgesetzt, daß die Stelle, wo der Tropfen den Strahl berührte, elektrostatisch abgeschirmt war. Sonst konnte schon die Ladung des Tropfgefäßes bewirken, daß der Tropfen nach der Berührung durch Influenz geladen war.

Obwohl dieses Experiment nicht direkt auf die Vorgänge in der Atmosphäre anwendbar ist, beweist es doch die Möglichkeit eines elektrischen Kontaktes zwischen Wassertropfen und einer andern Wasseroberfläche, ohne daß sich die beiden vereinigen. Es ist deshalb auch von diesem Standpunkt aus die Möglichkeit eines elektromotorischen

---

1) G. C. Simpson, Phil Mag. (6), 30, 1, 1915.

Vorganges, so wie ihn Elster und Geitel bei der Bildung der Niederschlagselektrizität sich vorstellen, nicht abzuweisen.

Ob aber ein solcher Vorgang wirklich die Ladung der Niederschläge bewirkt, kann ich aus meinen Messungen nicht zeigen, obschon ich ein besonderes Augenmerk auf die Beziehungen zwischen Niederschlagselektrizität und Potentialgefälle gerichtet habe. Es ist möglich, daß durch weitere Untersuchungen der Niederschläge nach der in dieser Arbeit dargestellten Methode die Verhältnisse sich mehr klären werden.

Über die Vereinbarkeit meiner Resultate mit den Hypothesen über Entstehung der Niederschlagselektrizität im allgemeinen und der Gewitterelektrizität im besonderen läßt sich folgendes sagen:

1. Nach der Wilson-Gerdienschen[1]) Auffassung soll die Kondensation des Wasserdampfes zuerst an Staubteilchen und in staubfreier Luft bei hohen Übersättigungen auch an den Ionen stattfinden, und zwar zuerst an den negativen Ionen und bei weiterer Übersättigung auch an den positiven.

Simpson[2]) zeigte, daß die tatsächlich vorhandene Ionisierungsstärke der Luft nie ausreiche, um die großen Ladungen, die bei Gewittern mit den Niederschlägen zur Erde geführt werden, zu erklären. Dieser Einwand wird noch schwerwiegender dadurch, daß nach dem Ergebnis meiner Messungen die tatsächlich niedergeführte Elektrizitätsmenge noch größer ist, als man nach früheren Messungen annehmen mußte.

Ein weiteres Bedenken stützt sich darauf, daß die zu fordernden hohen Übersättigungen der Luft mit Wasserdampf um mehr als 400 Proz. (entsprechend einer 1,25 fachen adiabatischen Expansion) in der Natur nie auch nur annähernd beobachtet worden sind[3]). Wohl aber kann man andererseits nach Gockel im Hochgebirge (3000 m Höhe) ein Gewitter an Ort und Stelle entstehen sehen, wo noch mit einem Staubgehalt von 500—1000 Teilchen im cm^3 zu rechnen ist und an eine vierfache Übersättigung nicht zu denken ist.

Mit meinen Messungen steht die Wilson-Gerdiensche Theorie insofern in Widerspruch, als der von ihr geforderte Überschuß der negativen Niederschlagsladung nicht besteht, sondern vielmehr ein, wenn

1) H. Gerdien, Phys. Zeitschr. **6**, 658, 1905.
2) G. C. Simpson, Phil. Mag. (6), **17**, 619, 1909.
3) A. Gockel, Phys. Zeitschr. **10**, 396, 1909; Ders., Meteorol. Zeitschr. **26**, 425, 1909.

auch nicht besonders großer, Überschuß positiver Ladungen vorhanden ist.

2. Für die von G. C. Simpson[1]) aufgestellte Gewittertheorie soll gerade ein positiver Überschuß sprechen.

Die durch Kondensation im aufsteigenden Luftstrom entstehenden Tropfen wachsen nur, bis ihr Gewicht 130 mg und ihre relative Fallgeschwindigkeit in bezug auf die umgebende Luft 8 m pro Sek. beträgt. In diesem Zustand wird der Tropfen unstabil und zerplatzt. Dieser Vorgang soll nach den Experimenten von Simpson Elektrizität erzeugen. Die aufsteigende Luft ladet sich dabei negativ auf, während die zugehörige positive Elektrizität an den Wassertropfen bleibt.

Nach den spätern Untersuchungen von Lenard[2]) ist ein solcher Vorgang nur dann Elektrizität erzeugend, wenn kleinste Tröpfchen aus der äußern Schicht der großen Tropfen herausgerissen werden. In dieser äußern Schicht nimmt Lenard eine Doppelschicht positiver und negativer Elektrizität an. Lenard glaubt auf Grund seiner Experimente eine Elektrizitätsentwicklung durch Tropfenzerfall in den Wolken nur bei tumultuarischer Aufwärtsbewegung der Luft annehmen zu dürfen.

Man würde nach dieser Vorstellung erwarten, daß bei Gewittern die großen Tropfen hauptsächlich das positive, die kleinen das negative Ladungsvorzeichen besitzen. Eine solche Scheidung findet sich aber nicht. Gewöhnlich sind sogar die negativ geladenen Tropfen durchschnittlich die größeren.

Dann spricht nach meiner Ansicht gegen die Simpsonsche Theorie, daß ich nie Tropfen von annähernd 130 mg Gewicht gefunden habe; denn es wäre zu erwarten, daß häufig Tropfen von ungefähr dieser Größe, ohne daß sie vorher zerplatzen, zur Erde und also auch auf das Elektrometer gelangen. H. Mache[3]) hält allerdings auch ein Zerplatzen der großen Tropfen für möglich, wenn sie auf ihrer Bahn auf kleinere Tropfen stoßen. Bei diesem Vorgang muß der große Tropfen nicht notwendig schon die maximale Größe erreicht haben.

Andererseits spricht der gefundene positive Überschuß für die Simpsonsche Theorie und ebenso der Umstand, daß die größten Ladungen bei Böen und Gewittern vorkommen.

---

1) G. C. Simpson, Philos. Trans. Serie A, **209**, 379, 1909; Ders., Phys. Zeitschr. **14**, 1057, 1913; Ders., Phil. Mag. (**6**), **30**, 1, 1915.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys **47**, 463, 1915.

3) H. Mache, Meteorol. Zeitschr. **36**, 350, 1919.

3. Die Gewittertheorie von Elster und Geitel ist oben besprochen worden. Gerade der beobachtete häufige Zeichenwechsel und die starke Durchmischung positiver und negativer Elektrizität, sowie auch die hohen Potentiale der Tropfen können durch diese Theorie leicht erklärt werden.

Mit der Folgerung aus der Theorie, daß die großen Tropfen Ladungen besitzen, die dem gleichzeitigen Potentialgefälle (Luft—Erde) entgegengesetzt gerichtet sind, stimmen die Resultate meiner Messungen allerdings auch nicht überein. Eine strenge Verwertung dieser Tatsache könnte sich aber nur stützen auf die Kenntnis des Potentialgefälles am Orte und zu der Zeit des Entstehens der Tropfenladungen Die Kenntnis des Potentialgefälles in der Nähe der Erdoberfläche genügt nicht. Daß das Potentialgefälle besonders während eines Gewitters sehr rasch schwankt, ist bekannt, und örtliche Verschiedenheiten innerhalb einer Wolke sind nach den Ballonbeobachtungen und denen Gockels[1]) auf dem Aletschgletscher auch sehr wahrscheinlich.

4. Nach der Auffassung von L. Sohncke[2]) soll das Vorhandensein von Eis und Schnee (Graupeln) unter den Verdichtungsprodukten des Wasserdampfes in den Wolken eine notwendige Vorbedingung für ein Gewitter sein. Die Gewitterelektrizität entsteht durch Reibung von Wasser an Eis.

Der Einfluß der Eisreibung hat sich bei den beobachteten Hagelfällen als wahrscheinlich gezeigt, und daß die durch die Reibung erzeugten Elektrizitätsmengen von der Größenordnung der auf den Niederschlägen beobachteten sind, ergibt sich aus noch unveröffentlichten Beobachtungen Prof. Gockels.

5. Wenn auch die Wilson-Gerdiensche Theorie in ihrem eigentlichen Kern abgelehnt wird, so muß doch der Kondensationsvorgang als elektrisch sehr wirksam angenommen werden.

Die Kondensation findet nämlich mit Vorzug an Staub, Verbrennungsprodukten und andern Molekülkomplexen und an schweren Ionen (Molionen) statt, zu welch letzteren auch die radioaktiven Induktionen zu rechnen sind.

Es ist die meteorologisch wichtigste Rolle der Molionen, daß sie in erster Linie als Kondensationskerne für Wasserdampf in Betracht

---

1) A. Gockel, Neue Denkschriften d. Schweiz. Naturforsch. Gesellsch. Bd. 54, Abh. 1, S. 67—69.

2) L. Sohncke, Der Ursprung d. Gewitterelektr. u. d. gewöhnlichen Elektr. d. Atmosphäre. Jena 1885.

kommen und zur Entstehung der Stratuswolken, Bodennebel und niedern Cumuluswolken, vielleicht auch der höhern Wolken führen.

An Gewittertagen überschreitet zunächst die Zahl der kleinen Ionen beträchtlich die Mittelwerte[1]). Dann verraten sich gegen Mittag eintretende Niederschläge gewöhnlich schon am Morgen durch ungewöhnlich hohe Staubkernzahlen [100000 und mehr in cm^3][2]) und so ist die Möglichkeit der Entstehung vieler schwerer Ionen geboten. Am Morgen[3]) von Gewittertagen nimmt die elektrische Leitfähigkeit besonders hohe Werte an, wie unter anderm Schenk in Halle, Lutz in München, v. Schweidler in Mattsee, R. Thaller[4]) am Gmundener See und Gockel in Freiburg fanden. Ebenso sind vor Gewittern die freien Raumladungen[5]) groß.

Nach H. Bongards[6]) ist endlich die Anwesenheit reichlicher Mengen radioaktiver Substanzen in der Atmosphäre geradezu ein Kennzeichen für ein entstehendes Gewitter. So hat der Wasserdampf genügend Gelegenheit bei der Kondensation geladene Nebelteilchen zu bilden.

Im Nebel entstehen dann Ionenstauungen[7]), indem die in und entgegen der Richtung der Kraftlinien des Erdfeldes wandernden Ionen im Nebel einen Widerstand finden. Damit ist Gelegenheit zur Erhöhung der Feldkräfte innerhalb des Nebels und zur Vermehrung der Ladung der Nebelteilchen durch Ionenadsorption gegeben.

Nach F. v. Hauer[8]) können Teilchen im stark ionisierten, elektrischen Felde ganz beträchtliche Ladungen durch Ionenadsorption annehmen.

Hierher gehören auch die Experimente von A. Schmauß[9]), R. Seeliger[10]) und R. Lehnhardt[11]), bei denen es sich allerdings um

---

1) A. Gockel, l. c. S. 18.

2) A. Gockel, l. c. S. 25.

3) A. Gockel, l. c. S. 20.

4) R. Thaller, Wien. Ber. **122**, 1817, 1914.

5) A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie Raumladung. Dissertation, München 1908. Meteorol. Zeitschr. **26**, 301, 1909; H. Mache, Phys. Zeitschr. **4**, 587, 1903.

6) H. Bongards, Meteorol. Zeitschr. **36**, 339, 1919.

7) H. Geitel, Phys. Zeitschr. **17**, 455, 1916.

8) F. v. Hauer, Ann. d. Phys. **61**, 303, 1920.

9) A. Schmauß, Ann. d. Phys. **9**, 224, 1902 und Ann. d. Phys. **32**, 871, 1910.

10) R. Seeliger, Ann. d. Phys. **31**, 500, 1910 und Ann. d. Phys. **33**, 531, 1910.

11) R. Lehnhardt, Ann. d. Phys. **42**, 45, 1913.

Ionenadsorption an relativ schnell fallenden Wassertropfen, ohne die Wirkung besonderer Feldkräfte handelt.

Die Kondensation auf geladenen Kernen zugeich mit der Ionenadsorption unter dem Einfluß von Feldkräften können genügen, um die elektrischen Ladungen der ruhigen Regen (Landregen) zu erklären. Der von Simpson und besonders der von Elster und Geitel herangezogene Vorgang und wahrscheinlich auch die Elektrisierung durch Eisreibung dürften dann die Rolle von Verstärkern in Böen und Gewittern spielen, und zwar wird die Influenzierung abspringender Tropfen, wie auch Geitel[1]) hervorhebt, am wirksamsten sein, wo feste Graupeln und Hagelkörner mitspielen. Nach den Erfahrungen Gockels[2]) im Gebirge fehlen dieselben bei Gewittern über 2500 m niemals dort, wo die Entladungen in nächster Nähe des Beobachters niedergehen, und man wird wohl annehmen können, daß die bei Gewittern auch in der Niederung beobachteten großen Tropfen in der Regel geschmolzene Graupelkörner sind.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Es fallen bei sämtlichen Niederschlägen auch innerhalb einer Minute auf eine Fläche von 6 cm^2 gewöhnlich Niederschlagsteilchen beiderlei Vorzeichens, so daß ein Registrator mit Minutenkontakt nicht die gesamte Elektrizität aufzeichnet, sondern die letztere je nach der Art des Regens 1,2 bis 5 mal größer ist als die vom Registrator mit kleiner Auffangfläche verzeichnete Elektrizitätsmenge.

2. Die Ladungen pro Gewichtseinheit Wasser sind größer als bis jetzt angenommen wurde; es wurde gefunden

a) bei Regenfällen im Mittel $+ 2{,}7$ und $- 3{,}2 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. pro mg,

b) bei Schneefällen im Mittel $+ 11{,}6$ und $- 8{,}1 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. pro mg.

3. Bezüglich des Vorzeichens der Ladung der Einzeltropfen gilt:

Eine einfache Beziehung zwischen der Größe der Tropfen und ihrer Ladung läßt sich weder für den Durchschnitt sämtlicher Regenfälle, noch für einzelne Niederschläge oder Niederschlagsgruppen finden. Doch kann man sagen:

a) Bei Landregen sind die kleinen Tropfen fast ausschließlich positiv geladen, wärend bei den größeren das negative Vorzeichen häufiger auftritt als dies bei den kleinen der Fall war; die negativen Tropfen sind durchschnittlich größer als die positiven,

1) H. Geitel, Phys. Zeitschr. **17**, 10, 1916.

2) A. Gockel, Denkschriften S. 74.

b) bei Böenregen und Gewittern sind kleine und große Tropfen bald positiv, bald negativ, wenn auch bei den Gewittern die negativen Tropfen durchschnittlich größer sind,

c) bei ruhigen Schneefällen sind umgekehrt die kleinen Teilchen vorherrschend negativ geladen und bei den großen findet sich das positive Zeichen häufiger.

4. Bezüglich des Verhältnisses des Vorzeichens der Tropfenladung zu dem des Potentialgefälles läßt sich sagen:

a) Einfache Beziehungen zwischen Tropfengröße, Tropfenladung und Potentialgefälle haben sich nicht ergeben, wenn auch häufiger, besonders bei Landregen, das Vorzeichen des gleichzeitigen Potentialgefälles dem Vorzeichen der Tropfenladung entgegengesetzt ist als ihm gleich,

b) bei ruhigen Schneefällen ist das Potentialgefälle vorherrschend positiv, während es bei Landregen vorherrschend negativ ist.

5. Betreffend Ladungsgröße, Spannung und Ladung pro Gewichtseinheit bei Einzeltropfen:

a) Bei Landregen: Die größeren Tropfen tragen die größeren Ladungen; die Spannungen sind wenig verschieden und liegen gewöhnlich zwischen den Grenzen 0,5 und 10 Volt.

b) bei Gewittern: Die großen Tropfen haben nicht nur die größeren Ladungen, sondern auch die größeren Spannungen als die kleinen. Potentiale über 100 Volt (bis 300Volt) kommen öfters vor. Die Spannung eines Tropfens mittlerer Größe berechnet sich zu 28 Volt.

Die Ladung pro Gewichtseinheit nimmt mit wachsender Tropfengröße bei Landregen und bei Gewittern ab.

6. Sämtliche Messungen ergaben im Mittel einen Überschuß positiver Elektrizität $\frac{E+}{E-} = 1{,}5$.

$(E_+ - E_-)/\mathrm{mg}$ berechnet sich aus sämtlichen Messungen (Regen und Schnee), bei denen die Wassermenge nach der Absorptionsmethode bestimmt wurde, zu $0{,}48 \cdot 10^{-3}$ E.S.E.

7. Die Möglichkeit eines elektrischen Kontaktes zwischen Wassertropfen und einer Wasseroberfläche, ohne daß Zusammenfließen stattfindet, wird an einem Experimente gezeigt.

Vermerk: Vorliegende Arbeit ist ein auf Wunsch der Schriftleitung stark gekürzter Auszug aus einer Freiburger (Schw.) Dissertation. Eine ausführlichere Darlegung ist für später vorgesehen.

(Eingegangen am 5. Juni 1920.)

Radioaktive Konstanten nach dem Stand von 1920.

Von **Stefan Meyer**.

Literaturnachweis*).

1) St. Meyer u. R. W. Lawson, Mitt. Radium-Inst. Nr. 94, Wien. Ber. **125**, 723, 1916.
2) St. Meyer u. F. Paneth, Mitt. Radium-Inst. Nr. 96, Wien. Ber. **125**, 1253, 1916.
3) K. W. F. Kohlrausch, Mitt. Radium-Inst. Nr. 97, 98, 99, 102; Wien. Ber. **126**, 441, 683, 705, 887, 1917; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **15**, 64, 1918.
4) R. Schmid, Mitt. Radium-Inst. Nr. 103, Wien. Ber. **126**, 1065, 1917.
5) St. Meyer u. F. Paneth, Mitt. Radium-Inst. Nr. 104, Wien. Ber. **127**, 147, 1918.
6) O. Hahn u. L. Meitner, Phys. Zeitschr. **19**, 208, 1918; **20**, 127, 529, 1919; Die Naturwiss. **7**, 611, 1919; Ber. d. D. chem. Ges. **52**, 1912, 1919.
7) L. Meitner, Phys. Zeitschr. **19**, 257, 1918.
8) V. F. Hess u. R. W. Lawson, Mitt. Radium-Inst. Nr. 105, Wien. Ber. **127**, 405, 1918.
9) St. Meyer, Mitt. Radium-Inst. Nr. 111, Wien. Ber. **127**, 1283, 1918.
10) St. Meyer, Mitt. Radium-Inst. Nr. 121, Wien. Ber. **128**, 897, 1919.
11) E. Albrecht, Mitt. Radium-Inst. Nr. 123, Wien. Ber. **128**, 925, 1919.
12) O. Hahn u. M. Rothenbach, Phys. Zeitschr. **20**, 194, 1919.
13) E. Gleditsch, Arch. f. Math. og Naturvidensk. **36**, Nr. 1, 1919.
14) F. Soddy, Phil. Mag. (6), **38**, 483, 1919.
15) G. Kirsch, Mitt. Radium-Inst. Nr. 127, Wien. Ber. **129**, 1920.
16) St. Meyer, Mitt. Radium-Inst. Nr. 130, Wien. Ber. **129**, 1920.

In den folgenden Tabellen bedeuten T die Halbierungszeit, λ die Zerfallskonstante, τ die mittlere Lebensdauer (a = Jahre; d = Tage; h = Stunden; m = Minuten; s = Sekunden); v die Anfangsgeschwindigkeit der Korpuskeln, wobei für die β-Strahlen nur die Extreme angegeben sind; R die Reichweite; μ den Absorptionskoeffizienten in Aluminium bzw. Blei; D die Halbierungsdicke. γ-Strahlung muß zwar zu allen Korpuskularstrahlen vorhanden sein, sie ist jedoch nur angeführt, wo derzeit Konstante dafür angebbar sind.

Als Grundzahlen sind verwendet:

Das Verhältnis Radium: Uran $= 3{,}33 \cdot 10^{-7}$;

die von 1 g Radium sekundlich emittierte Anzahl von α-Teilchen $Z = 3{,}72 \cdot 10^{10}$;

die Beziehung: $v^3 = 1{,}0231 \cdot 10^{27} R_{15}^{760}$;

das Elementarquantum: $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.;

die Loschmidtsche Zahl pro 1 cm³ .. $2{,}71 \cdot 10^{19}$, bzw. bezogen auf das Mol .. $L = 6{,}07 \cdot 10^{23}$.

Die Nomenklatur entspricht den Vorschlägen Phys. Zeitschr. **19**, 30, 1918; Zeitschr. f. Elektroch. **24**, 36, 1918.

---

*) Die Literatur bis 1916 vgl. St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität, bei B. G. Teubner, 1916.

Radioaktive Konstanten des „Uran“.

Substanz	Symbol, Atomgewicht, Ordnungszahl	T	λ	τ	Strahlen	v in cm/sec	$R_{15^0}^{760}$ in cm Luft	μ in cm^{-1}	D in cm	Im Gleichgewicht vorhandene Gewichtsmenge	Literatur
Uran I	UI 238,18 92	$4{,}5 \cdot 10^9\,a$ $1{,}42 \cdot 10^{17}\,s$	$1{,}54 \cdot 10^{-10}\,a^{-1}$ $4{,}9 \cdot 10^{-18}\,s^{-1}$	$6{,}5 \cdot 10^9\,a$ $2{,}05 \cdot 10^{17}\,s$	α — —	$1{,}37 \cdot 10^9$ — —	2,50 — —	— — —	— — —	1,00	8, 13, 14
Uran X_1	UX_1 234 90	$23{,}8\,d$ $2{,}06 \cdot 10^6\,s$	$2{,}90 \cdot 10^{-2}\,d^{-1}$ $3{,}37 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$	$34{,}4\,d$ $2{,}97 \cdot 10^6\,s$	— β γ	— $1{,}44 - 1{,}77 \cdot 10^{10}$ —	— — —	— 460 Al 24; 0,7 „	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$ Al $2{,}9 \cdot 10^{-2}$; 0,99 „	$1{,}4 \cdot 10^{-11}$ ●	12, 15
Uran X_2 (Brevium)	UX_2 234 91	$1{,}15\,m$ $69\,s$	$0{,}60\ m^{-1}$ $0{,}010\,s^{-1}$	$1{,}66\,m$ $100\,s$	— β γ	— $2{,}46 - 2{,}88 \cdot 10^{10}$ —	— — —	— 18 Al 0,14 „	$3{,}8 \cdot 10^{-2}$ Al 4,95 „	$4{,}8 \cdot 10^{-16}$	12
Uran II	UII 234 92	ca. $2 \cdot 10^6\,a$ „ $6 \cdot 10^{13}\,s$	ca. $3 \cdot 10^{-7}\,a^{-1}$ „ $10^{-14}\,s^{-1}$	ca. $3 \cdot 10^6\,a$ „ $8 \cdot 10^{13}\,s$	α — —	$1{,}44 \cdot 10^9$ — —	2,90 — —	— — —	— — —	ca. $4 \cdot 10^{-4}$	
Uran Y (4 Proz.)	UY 230 90	$24{,}6\,h$ $8{,}86 \cdot 10^5\,s$	$2{,}82 \cdot 10^{-2}\,h^{-1}$ $7{,}81 \cdot 10^{-6}\,s^{-1}$	$35{,}5\,h$ $1{,}28 \cdot 10^5\,s$	— β —	— —	— — —	— ca. 300 Al	— ca. $2{,}3 \cdot 10^{-3}$ Al	$2{,}4 \cdot 10^{-14}$ *)	6, 15, 16

*) Wenn 4 Proz. des UII sich in UY verwandeln (15) (16); nach (6) wären es 3 Proz.

Radioaktive Konstanten

Substanz	Symbol, Atomgewicht, Ordnungszahl	T	λ	τ	Strahlen	v in cm/sec
Ionium	*Io* 230 90	$9 \cdot 10^{4}\ a$ $2{,}8 \cdot 10^{12}\ s$	$7{,}7 \cdot 10^{-6}\ a^{-1}$ $2{,}4 \cdot 10^{-13}\ s^{-1}$	$1{,}3 \cdot 10^{5}\ a$ $4{,}1 \cdot 10^{12}\ s$	α — γ	$1{,}46 \cdot 10^{9}$ — —
Radium	*Ra* 226,0 88	$1580\ a$ $4{,}99 \cdot 10^{10}\ s$	$4{,}38 \cdot 10^{-4}\ a^{-1}$ $1{,}39 \cdot 10^{-11}\ s^{-1}$	$2280\ a$ $7{,}21 \cdot 10^{10}\ s$	α β γ	$1{,}53 \cdot 10^{9}$ $1{,}56 \cdot 10^{10}$; $1{,}95 \cdot 10^{10}$ —
Radium-Emanation	*RaEm* 222 86	$3{,}85\ d$ $3{,}33 \cdot 10^{5}\ s$	$0{,}180\ d^{-1}$ $2{,}082 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$	$5{,}56\ d$ $4{,}80 \cdot 10^{5}\ s$	α — —	$1{,}62 \cdot 10^{9}$ — —
Radium *A*	*Ra A* 218 84	$3{,}05\ m$ $183\ s$	$0{,}227\ m^{-1}$ $3{,}78 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$	$4{,}40\ m$ $264\ s$	α — —	$1{,}69 \cdot 10^{9}$ — —
Radium *B*	*Ra B* 214 82	$26{,}8\ m$ $1{,}61 \cdot 10^{3}\ s$	$2{,}59 \cdot 10^{-2}\ m^{-1}$ $4{,}31 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}$	$38{,}7\ m$ $2{,}32 \cdot 10^{3}\ s$	— β γ	— $1{,}08 - 2{,}22 \cdot 10^{10}$ —
Radium *C*	*Ra C* 214 83	$19{,}5\ m$ $1{,}17 \cdot 10^{3}\ s$	$3{,}55 \cdot 10^{-2}\ m^{-1}$ $5{,}93 \cdot 10^{-4}\ s^{-1}$	$28{,}1\ m$ $1{,}69 \cdot 10^{3}\ s$	α β γ	$1{,}58 \cdot 10^{9}$ $2{,}4 - 2{,}94 \cdot 10^{10}$ —
Radium *C'* (99,96 Proz.)	*Ra C'* 214 84	ca. $10^{-6}\ s$	ca. $10^{6}\ s$	ca. $10^{-6}\ s$	α — —	$1{,}922 \cdot 10^{9}$ — —
Radium *C''* (0,04 Proz.)	*Ra C''* 210 81	$1{,}32\ m$ $79{,}2\ s$	$0{,}525\ m^{-1}$ $8{,}7 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$	$1{,}90\ m$ $115\ s$	— β γ	— — —
Radium *D* (Radioblei)	*Ra D* 210 82	$16\ a$ $5{,}05 \cdot 10^{8}\ s$	$4{,}33 \cdot 10^{-2}\ a^{-1}$ $1{,}37 \cdot 10^{-9}\ s^{-1}$	$23\ a$ $7{,}3 \cdot 10^{8}\ s$	— β γ	— $9{,}9 \cdot 10^{9}$; $1{,}17 \cdot 10^{10}$ —
Radium *E*	*Ra E* 210 83	$4{,}85\ d$ $4{,}19 \cdot 10^{5}\ s$	$0{,}143\ d^{-1}$ $1{,}66 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$	$7{,}0\ d$ $6{,}05 \cdot 10^{5}\ s$	— β γ	— um $2{,}31 \cdot 10^{10}$ —
Radium *F* (Polonium)	*RaF(Po)* 210 84	$136{,}5\ d$ $1{,}18 \cdot 10^{7}\ s$	$5{,}08 \cdot 10^{-3}\ d^{-1}$ $5{,}88 \cdot 10^{-8}\ s^{-1}$	$197\ d$ $1{,}70 \cdot 10^{7}\ s$	α — γ	$1{,}58 \cdot 10^{9}$ — —
Radium *G* (Uranblei)	*Ra G* 206,0 82	—	stabil	—	—	—

der Ionium-Radium-Familie.

$R_{15°}^{760}$ in cm Luft	μ in cm	D in cm	Im Gleichgewicht vorhandene Gewichtsmenge	Literatur
3,07 — —	— — 1088; 22,7; 0,408 *Al*	— — $0{,}64 \cdot 10^{-3}$; $3{,}05 \cdot 10^{-2}$; 1,69 *Al*	58	10, 14
3,52 — —	— 312 *Al* 354; 16,3; 0,27 „	— $2{,}22 \cdot 10^{-3}$ *Al* $1{,}96 \cdot 10^{-3}$; $4{,}25 \cdot 10^{-2}$; 2,55 „	1,00	1, 8, 12, 13
4,16 — —	— — —	— — —	$6{,}56 \cdot 10^{-6}$	
4,75 — —	— — —	— — —	$3{,}54 \cdot 10^{-9}$	
— — —	— 890; 77; 13,1 *Al* 230; 40; 0,51 „	— $8 \cdot 10^{-4}$; $9 \cdot 10^{-3}$; $5{,}3 \cdot 10^{-2}$ *Al* $3 \cdot 10^{-3}$; $1{,}73 \cdot 10^{-2}$; 1,36 „	$3{,}05 \cdot 10^{-8}$	3
3,80 — —	— 50; 13,5 *Al* 0,23; 0,127 „	— $1{,}39 \cdot 10^{-2}$; $5{,}13 \cdot 10^{-2}$ *Al* 3,0; 5,5 „	$2{,}22 \cdot 10^{-8}$	3
6,94 — —	— — —	— — —	ca. 10^{-17}	11
— — —	— 1,49; 0,544 *Pb*	— 0,47; 1,27 *Pb*	$6 \cdot 10^{-13}$	3, 11
— — —	— 5500 *Al* 45; 0,99 „	— $1{,}26 \cdot 10^{-4}$ *Al* $1{,}54 \cdot 10^{-2}$; 0,70 „	$9{,}41 \cdot 10^{-3}$	
— — —	— 43 *Al* 45; 0,99 „	— $1{,}6 \cdot 10^{-2}$ *Al* $1{,}54 \cdot 10^{-2}$; 0,70 „	$7{,}77 \cdot 10^{-6}$	
3,83 — —	— — 585 *Al*	— — $1{,}18 \cdot 10^{-3}$ *Al*	$2{,}19 \cdot 10^{-4}$	
—	—	—	—	

Radioaktive Konstanten

Substanz	Symbol, Atomgewicht, Ordnungszahl	T	λ	τ	Strahlen	v in cm/sec
Protactinium	*Pa* 230 91	ca. $10^4\,a$ „ $10^{11} s$	ca $10^{-4}\,a^{-1}$ „ $10^{-11} s^{-1}$	ca. $10^4\,a$ „ $10^{11}\,s$	α — —	$1{,}51 \cdot 10^9$ — —
Actinium	*Ac* 226 89	$20\,a$ $6{,}3 \cdot 10^8\,s$	$3{,}4 \cdot 10^{-2}\,a^{-1}$ $1{,}08 \cdot 10^{-9}\,s^{-1}$	$29\,a$ $9{,}2 \cdot 10^8\,s$	— β —	— — —
Radioactinium	*RdAc* 226 90	$18{,}9\,d$ $1{,}63 \cdot 10^6\,s$	$3{,}66 \cdot 10^{-2}\,d^{-1}$ $4{,}24 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$	$27{,}3\,d$ $2{,}36 \cdot 10^6\,s$	α β γ	$1{,}68 \cdot 10^9$ ($1{,}63 \cdot 10^9$) 1,14; 1,26; 1,47; $1{,}95 \cdot 10^{10}$ —
Actinium X	*Ac X* 222 88	$11{,}2\,d$ $9{,}7 \cdot 10^5\,s$	$6{,}17 \cdot 10^{-2}\,d^{-1}$ $7{,}14 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$	$16{,}2\,d$ $1{,}40 \cdot 10^6\,s$	α — —	$1{,}64 \cdot 10^9$ — —
Actinium-Emanation	*Ac Em* 218 86	$3{,}92\,s$	$0{,}177\,s^{-1}$	$5{,}66\,s$	α — —	$1{,}79 \cdot 10^9$ — —
Actinium A	*Ac A* 214 84	$2 \cdot 10^{-3}\,s$	$3{,}5 \cdot 10^2\,s^{-1}$	$3 \cdot 10^{-3}\,s$	α — —	$1{,}86 \cdot 10^9$ — —
Actinium B	*Ac B* 210 82	$36{,}1\,m$ $2{,}17 \cdot 10^3\,s$	$1{,}92 \cdot 10^{-2}\,m^{-1}$ $3{,}20 \cdot 10^{-4}\,s^{-1}$	$52{,}1\,m$ $3{,}13 \cdot 10^3\,s$	— β γ	— —
Actinium C	*Ac C* 210 83	$2{,}16\,m$ $130\,s$	$0{,}321\,m^{-1}$ $5{,}35 \cdot 10^{-3}\,s^{-1}$	$3{,}12\,m$ $187\,s$	α β —	$1{,}74 \cdot 10^9$ —
Actinium C' (0,16 Proz.)	*Ac C'* 210 84	ca. $5 \cdot 10^{-3}\,s$	ca. $140\,s^{-1}$	ca. $7 \cdot 10^3\,s$	α — —	($1{,}9 \cdot 10^9$) — —
Actinium C'' (99,84 Proz.)	*Ac C''* 206 81	$4{,}76\,m$ $286\,s$	$0{,}146\,m^{-1}$ $2{,}43 \cdot 10^{-3}\,s^{-1}$	$6{,}87\,m$ $412\,s$	— β γ	— 1,8; 1,98; 2,22; $2{,}73 \cdot 10^{10}$ —
Actinium D (Actiniumblei)	*Ac D* 206 82	—	stabil	—	—	—

der Actinium-Familie.

$R_{15°}^{760}$ in cm Luft	μ in cm^{-1}	D in cm	Im Gleich- gewicht zu $Ra = 1$ vor- handene Ge- wichtsmenge	Literatur
3,31 — —	— — —	— — —	ca. 0,2	6
— — —	— — —	— — —	$5{,}3 \cdot 10^{-4}$	6, 16
4,61 (4,2) — —	— 175 *Al* 25; 0,19 „	— $4 \cdot 10^{-3}$ *Al* $2{,}77 \cdot 10^{-2}$; 3,65 „	$1{,}36 \cdot 10^{-6}$	5
4,26 — —	— — —	— — —	$7{,}95 \cdot 10^{-7}$	5
5,57 — —	— — —	— — —	$3{,}16 \cdot 10^{-12}$	4
6,27 — —	— — —	— — —	$1{,}64 \cdot 10^{-15}$	
— — —	— groß 120; 31; 0,45 *Al*	— klein $5{,}77 \cdot 10^{-3}$; $2{,}23 \cdot 10^{-2}$; 1,54 *Al*	$1{,}68 \cdot 10^{-9}$	
5,15 — —	— — —	— — —	$1{,}00 \cdot 10^{-10}$	5
(6,4) — —	— — —	— — —	$4 \cdot 10^{-15}$	11
— — —	— 28,5 *Al* 0,198 „	— $2{,}4 \cdot 10^{-2}$ *Al* 3,5 „	$2{,}17 \cdot 10^{-10}$	11
—	—	—	—	—

Radioaktive Konstanten

Substanz	Symbol, Atomgewicht, Ordnungszahl	T	λ	τ	Strahlen	v in cm/sec
Thorium	*Th* 232,12 90	$2{,}2 \cdot 10^{10}\, a$ $6{,}8 \cdot 10^{17}\, s$	$3{,}2 \cdot 10^{-11}\, a^{-1}$ $1{,}0 \cdot 10^{-18}\, s^{-1}$	$3{,}1 \cdot 10^{10}\, a$ $9{,}8 \cdot 10^{17}\, s$	α — —	$1{,}41 \cdot 10^{9}$ — —
Mesothor 1	*Ms Th* 1 228 88	$6{,}7\, a$ $2{,}1 \cdot 10^{8}\, s$	$0{,}103\, a^{-1}$ $3{,}26 \cdot 10^{-9}\, s^{-1}$	$9{,}7\, a$ $3{,}05 \cdot 10^{8}\, s$	— β —	— — —
Mesothor 2	*Ms Th* 2 228 89	$6{,}2\, h$ $2{,}23 \cdot 10^{4}\, s$	$0{,}112\, h^{-1}$ $3{,}1 \cdot 10^{-5}\, s^{-1}$	$8{,}9\, h$ $3{,}2 \cdot 10^{4}\, s$	— β γ	— $1{,}11 - 1{,}98 \cdot 10^{10}$ —
Radiothor	*Rd Th* 228 90	$1{,}90\, a$ $6{,}0 \cdot 10^{7}\, s$	$0{,}365\, a^{-1}$ $1{,}16 \cdot 10^{-8}\, s^{-1}$	$2{,}74\, a$ $8{,}65 \cdot 10^{7}\, s$	α β —	$1{,}58 \cdot 10^{9}$ $1{,}41 \cdot 10^{10}$; $1{,}53 \cdot 10^{10}$ —
Thor *X*	*Th X* 224 88	$3{,}64\, d$ $3{,}14 \cdot 10^{5}\, s$	$0{,}190\, d^{-1}$ $2{,}20 \cdot 10^{-6}\, s^{-1}$	$5{,}25\, d$ $4{,}54 \cdot 10^{5}\, s$	α — —	$1{,}64 \cdot 10^{9}$ — —
Thor-Emanation	*Th Em* 220 86	$54{,}5\, s$	$1{,}27 \cdot 10^{-2}\, s^{-1}$	$78{,}7\, s$	α — —	$1{,}72 \cdot 10^{9}$ — —
Thor *A*	*Th A* 216 84	$0{,}14\, s$	$4{,}95\, s^{-1}$	$0{,}20\, s$	α — —	$1{,}80 \cdot 10^{9}$ — —
Thor *B*	*Th B* 212 82	$10{,}6\, h$ $3{,}82 \cdot 10^{4}\, s$	$6{,}54 \cdot 10^{-2}\, h^{-1}$ $1{,}82 \cdot 10^{-5}\, s^{-1}$	$15{,}3\, h$ $5{,}51 \cdot 10^{4}\, s$	— β γ	— $1{,}89 \cdot 10^{10}$; $2{,}16 \cdot 10^{10}$ —
Thor *C*	*Th C* 212 83	$60{,}8\, m$ $3{,}65 \cdot 10^{3}\, s$	$1{,}14 \cdot 10^{-2}\, m^{-1}$ $1{,}90 \cdot 10^{-4}\, s^{-1}$	$87{,}7\, m$ $5{,}26 \cdot 10^{3}\, s$	α β —	$1{,}70 \cdot 10^{9}$ $2{,}79 \cdot 10^{10}$; $2{,}85 \cdot 10^{10}$ —
Thor *C'* (65 Proz.)	*Th C'* 212 83	ca. $10^{-11}\, s$	ca. 10^{11}	ca. $10^{-11}\, s$	α — —	$2{,}06 \cdot 10^{9}$ — —
Thor *C''* (35 Proz.)	*Th C''* 208 81	$3{,}20\, m$ $192\, s$	$0{,}217\, m^{-1}$ $3{,}61 \cdot 10^{-3}\, s^{-1}$	$4{,}62\, m$ $277\, s$	— β γ	— $0{,}87 \cdot 10^{10}$; $1{,}08 \cdot 10^{10}$ —
Thor *D* (Thoriumblei)	*Th D* 208 82	—	stabil	—	—	—

der Thorium-Familie.

$R_{15^\circ}^{760}$ in cm Luft	μ in cm^{-1}	D in cm	Im Gleichgewicht vorhandene Gewichtsmenge	Literatur
2,72 — —	— — —	— — —	$3{,}3 \cdot 10^{9}$	7, 8
— — —	— — —	— — —	1,00	7
— — —	— 40 — 20 *Al* 26; 0,116 *Al*; 0,64 *Pb*	— $3{,}4 \cdot 10^{-2}$ — $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ *Al* 0,027; 5,98 *Al* · 1,1 *Pb*	$1{,}05 \cdot 10^{-4}$	
3,87 — —	— groß —	— klein —	0,28	2, 7
4,30 — —	— — —	— — —	$1{,}46 \cdot 10^{-3}$	
5,00 — —	— — —	— — —	$2{,}48 \cdot 10^{-7}$	4
5,70 — —	— — —	— — —	$6{,}24 \cdot 10^{-10}$	
— — —	— 153 *Al* 160; 32; 0,36 „	— $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ *Al* $4{,}3 \cdot 10^{-3}$; $2{,}2 \cdot 10^{-2}$; 1,9 „	$1{,}67 \cdot 10^{-4}$	
4,80 — —	— 14,4 *Al* —	— $4{,}8 . 10^{-2}$ *Al* —	$1{,}60 \cdot 10^{-5}$	
8,60 — —	— — —	— — —	ca. 10^{-20}	
— — —	— 21,6 *Al* 0,096 *Al* · 0,46 *Pb*	— $3{,}2 \cdot 10^{-2}$ *Al* 7,22 *Al*; 1,5 *Pb*	$2{,}88 \cdot 10^{-7}$	11
—	—	—	—	9

(Eingegangen 19. Mai 1920.)

Besprechungen.

R. Fürth, Schwankungserscheinungen in der Physik. (Sammlung Vieweg, Heft 48) 8⁰. 94 S. mit 5 Figuren. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn 1920. Geheftet M. 4.50 + T.-Z.

Das Buch gibt im wesentlichen den Inhalt eines zusammenfassenden Berichtes über dasselbe Thema, den der Verf. in der Phys. Zeitschr. 1919 veröffentlicht hat. Nach einer ausführlichen Einleitung, enthaltend eine hübsche historische Übersicht über den Entwicklungsgang des Gebietes und allgemeine Betrachtungen über seine Stellung im System der modernen Physik, werden im ersten Kapitel die abstrakten wahrscheinlichkeitstheoretischen Grundlagen der Schwankungstheorie in klarer und übersichtlicher Form entwickelt (wobei in sympathischer Weise stets Zahlenbeispiele zur Verdeutlichung herangezogen werden). Daran schließt sich dann in sechs folgenden Kapiteln die Nutzanwendung dieser allgemeinen Überlegungen auf spezielle physikalische Schwankungserscheinungen. In steter Verfeinerung geht der Verfasser aus von der Kolloidstatistik (Kap. 2), wo es dem Experimentator noch möglich ist, mit dem Mikroskop die Einzelereignisse im Mechanismus der kolloidalen Erscheinungen zu verfolgen, behandelt in Kap. 3 die thermodynamische Statistik, deren Objekt bereits die einzelnen Moleküle sind, dringt dann nach einem Abschnitt über Schwankungen des elektrischen und magnetischen Zustandes in Kap. 5 und 6 ein in das Innere der Moleküle und Atome (chemische und radioaktive Schwankungen) und beschäftigt sich endlich noch in einem Schlußkapitel kurz mit den Schwankungen im Strahlungsfeld. Zusammenstellungen der Literatur jeweils am Ende der einzelnen Kapitel erleichtern das Zurückgehen auf die Originalarbeiten. So wird der Leser durch fast alle Gebiete der Physik geführt und ihm gezeigt, wie überall die Schwankungserscheinungen hereinspielen. Wenn naturgemäß auch die experimentellen Methoden zum Studium der Schwankungen meist nur kurz auseinandergesetzt werden, ist doch das Mathematische durchaus nicht in den Vordergrund gestellt, sondern stets die Sachlage mit den Augen des Physikers gesehen, der sich nicht an Formeln, sondern an Tatsachen hält. Was dem Buch aber besonderen Wert verleihen wird, ist der Umstand, daß es dem Experimentator Probleme stellt durch den Hinweis auf eine Reihe theoretisch vorauszusehender, aber teils noch nicht entdeckter, teils noch nicht genügend untersuchter Schwankungserscheinungen. Mit Recht hat deshalb der Verf. seine Arbeit dem Andenken Smoluchowskis gewidmet, der stets in diesem besten Sinn spekulative Physik getrieben hat. Seeliger.

G. Berndt, Radioaktive Leuchtfarben. (Sammlung Vieweg, Heft 47). 108 S. Mit 28 Fig. und 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn 1920. Geheftet M. 7.60 + T.-Z.

In anregender Form gibt der Verf. eine Darstellung der wissenschaftlichen Grundlagen eines Industriezweiges, der namentlich während des Krieges sich mächtig entwickelt hat und heute „durch seinen Jahresumsatz auch schon eine gewisse volkswirtschaftliche Bedeutung beanspruchen

kann“; verarbeitet sind neben der recht ausgedehnten, zum Teil in dem Physiker wenig bekannten Zeitschriften verstreuten Literatur (die in einem nützlichen Verzeichnis vollständig gesammelt ist) eigene vom Verf. im physikal. Laboratorium der Firma C. P. Goerz A.-G. durchgeführte Untersuchungen und dabei gesammelte Erfahrungen, die hier zum erstenmal veröffentlicht werden. Die drei ersten Kapitel (Phosphoreszenz, Radioaktivität, Meßmethoden) enthalten in knapper Form die rein wissenschaftlichen Grundlagen der Leuchtfarbentechnik, mit denen der Praktiker und zwar, wie sich zeigt, sehr genau und bis in alle Einzelheiten vertraut sein muß. Es ist für den Fernerstehenden überaus interessant und lehrreich, zu sehen, wie auch hier auf diesem, wie man zunächst glauben könnte, rein empirischen Gebiet die Praxis erst zu wirklichem und gediegenem Erfolg kommen konnte durch ausgiebige Benutzung der Ergebnisse der abstrakten wissenschaftlichen Forschung. Das nächste Kapitel, Zusammensetzung und Herstellung der Leuchtfarben, entwickelt die wesentlichen Gesichtspunkte für die Herstellung von Leuchtfarben und deren praktische Durchführung. Alle Leuchtfarben bestehen aus Sidotblende, denen ein geeigneter α-Strahler beigemischt wird, und die man deshalb nach diesem in Radium-, Radiothor- und Mesothorleuchtfarben und deren Kombinationen einteilen kann. Wie die Helligkeit der Leuchtfarbe von der Schichtdicke, dem Bindemittel, dem Gehalt an aktiver Substanz usw. abhängt, wie sich die Helligkeit mit der Zeit ändert und wie man experimentell alles dies untersuchen kann, wird teils in demselben vierten, teils im folgenden fünften Kapitel auseinandergesetzt. Zwei kurze Abschnitte über die technische Verwendung und die Ökonomie der Leuchtfarben beschließen das hübsche Buch, das insbesondere durch die gesunde Verquickung von Wissenschaft und Technik angenehm berührt und sein Spezialgebiet erschöpfend und vom neuesten Standpunkt aus behandelt. Seeliger.

K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. 2. durchgesehene und ergänzte Auflage. 115 S. mit 9 Abb. und 10 Tabellen. (Sammlung Vieweg, Heft 45). Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn 1920. Geheftet M. 4 + T.-Z.

Daß schon nach so kurzer Zeit eine zweite Auflage nötig geworden ist, dürfte bereits das Interesse der Physiker und Chemiker an diesem Thema und die Vortrefflichkeit des Gebotenen beweisen; der Verf. hat es in der Tat meisterhaft verstanden, den recht schwierigen Gegenstand in fesselnder und gefälliger Form dem Leser darzustellen. Erwähnt seien hier nur die Ergänzungen und Änderungen gegen die erste Auflage (vgl. die Besprechung dieser durch A. Sieverts, ds. Jahrb.). Unter den Elementen, welche einem ganzzahligen Aufbau der Atomgewichte im Sinne von Prout die ernstlichsten Schwierigkeiten entgegenstellen, sind besonders *Mg* (24,32) und *Cl* (35,45) zu erwähnen. Es ist deshalb von großer Bedeutung, daß es Aston gelungen zu sein scheint, (ähnlich wie für Neon und Metaneon) die Zusammensetzung des Chlors aus zwei Elementen mit den Atomgewichten 35 und 37 durch die Kanalstrahlenanalyse zu erweisen; damit ergeben sich bereits weitgehende Ausblicke (Uranblei-

Thorblei; Uranneon—Thorneon; Uranchlor—Thorchlor) auf die Feinstruktur des periodischen Systems. Rutherfords künstlicher Zerlegung des Stickstoffatoms konnte nun ein besonderes Kapitel gewidmet werden. Durch die Entdeckung Rutherfords wird nun aber auch die mehr formale Frage der Definition der Elemente von neuem strittig und mußte demgemäß in Kap. XIV, 2 unter Berücksichtigung dieses Umstandes behandelt werden. Im übrigen wurde an verschiedenen Stellen die vom Verf. schon früher theoretisch begründete Verschiedenheit der Isotopen bezüglich aller Eigenschaften schärfer herausgearbeitet. Ein Schlußkapitel „Rückblicke und Ausblicke" gibt in knapper Form zusammengefaßt die weittragenden Gedanken, die sich nun von dem neuesten Standpunkte der Forschung aus aufdrängen und weitere Fortschritte ahnen lassen. Seeliger.

H. Geiger und W. Makower, Meßmethoden auf dem Gebiet der Radioaktivität. (Die Wissenschaft, Bd. 65.) 165 S. mit 61 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn 1920. Geh. 6 M., geb. 10 M. + T.-Z.

Die Verf. geben in dem vorliegenden Band der Wissenschaft eine fast unveränderte deutsche Bearbeitung ihres gleichnamigen, 1912 in Manchester geschriebenen Buches. „Ganz aus der Praxis entstanden", läßt es sich vielleicht am besten charakterisieren als ein „Kohlrausch" für das Gebiet der radioaktiven Arbeitsmethoden; die Theorie der einzelnen Versuche ist jeweils nur kurz gegeben und im wesentlichen vorausgesetzt, daß der Leser mit den Grundlehren der Radioaktivität bereits vertraut ist. Demgemäß liegt der Wert des Buches und das Reizvolle der Lektüre auch durchaus auf dem eigentlich meßtechnischen Gebiet und in der Mitteilung vieler hübscher und vor allem mit verhältnismäßig einfachen Mitteln aufzubauender Demonstrationsversuche. Hier geben die Verfasser methodisch wie in kleinen Einzelheiten viele nützliche Anweisungen, dem Forscher sowohl wie dem Lehrer, den das Buch veranlassen soll, sich nun nicht mehr durch unbegründete Vorurteile von der stärkeren Miteinbeziehung des Gebietes der Radioaktivität in die praktischen Übungen abhalten zu lassen.

Die beiden ersten Kapitel enthalten eine kurze Übersicht über die allgemeinen Methoden der elektrostatischen Meßtechnik, im wesentlichen also über das Arbeiten mit Elektrometern und Elektroskopen. Nach einem kurzen Abschnitt über die Ionisation der Gase beginnt mit dem vierten Kapitel die Darstellung der eigentlichen radioaktiven Untersuchungsmethoden (α-Strahlen, β- und γ-Strahlen, aktive Niederschläge und aktiver Rückstoß, Radioaktive Umwandlungen, Absolute Messungen, Trennung radioaktiver Substanzen). Zwei für die Praxis sehr brauchbare tabellarische Zusammenstellungen radioaktiver Konstanten und ein ausführliches Sachregister beschließen das Buch.

Soviel zur sachlichen Beurteilung. Ich kann es mir aber nicht versagen, nun auch zu dem Erscheinen dieses Buches persönlich Stellung zu nehmen und möchte nur wünschen, mit meiner Meinung nicht allein zu stehen. Denn ich muß bekennen, daß ich trotz des vielfach anregenden Inhalts diesen Band der Wissenschaft mit steigendem Mißbehagen gelesen habe. Die neuere ausgedehnte und wertvolle deutsche Literatur des be-

handelten Gebietes scheint für die Verfasser nicht zu existieren, sie haben es aber auch nicht für nötig gehalten, überhaupt Ergebnisse neuerer Arbeiten (mit Ausnahme der Konstantenwerte) gründlich zu verarbeiten. Was sie geben, ist, wie gesagt, eine Übersetzung der englischen Ausgabe, die seinerzeit als Hilfsmittel für die Teilnehmer an einem von Rutherford eingerichteten Praktikum geschrieben wurde. Als solches hat das Buch sicher seinen Zweck ausgezeichnet erfüllt und war zudem in Deutschland auch in der Originalausgabe schon bekannt und benutzt. Wozu also diese Übersetzung? Wozu bei aller selbstverständlichen Verehrung für die Größe Rutherfords diese Neuausgabe, die auf deutsches Forschen so wenig liebevoll eingeht, daß sie z. B. nicht einmal die eigenen hübschen Arbeiten des Verfassers über Zählung von α- und β-Teilchen bringt und alles in so unverändert einseitiger Weise durch eine echt englische Brille sieht? Es würde mich interessieren, wie die englische Übersetzung eines ähnlichen deutschen Werkes von englischen Lehrern und Studierenden aufgenommen würde. Seeliger.

F. Auerbach, Wörterbuch der Physik. 8⁰. 466 S. mit 207 Fig. Berlin und Leipzig. Vereinig. wissenschaftl. Verleger 1920. Geb. 26 M.

In einigen tausend Stichwörtern hat der Verf. das Gebiet der gesamten Physik in Form eines Nachschlagebuches zusammengestellt. Die Anordnung des Stoffes ist dabei in praktischer Weise so getroffen, daß in „Hauptartikeln“ (rund 360) die wichtigsten Dinge ausführlicher und jeweils im Zusammenhang behandelt sind und außerdem in „Verweisungsartikeln“ auf diese Hauptartikel hingewiesen ist; dadurch ist in der Tat erreicht, daß fast jede Einzelheit (einschließlich von Gesetzen, Formeln, Zahlenwerten usw.) ohne Mühe aufzufinden ist. Der ganzen Anlage nach wird das Buch hauptsächlich für den Nichtphysiker, etwa den Mediziner, Techniker oder Chemiker, als recht brauchbares Hilfsmittel zur Orientierung in Betracht kommen, nebenbei aber auch für den Studierenden der Physik als Nachschlagewerk gut geeignet sein. Sachlich ist im großen und ganzen, soweit zahlreiche Stichproben dies erwiesen, das Gebotene richtig und vollständig, doch sind immerhin einige Lücken und auch kleine Ungenauigkeiten zu verzeichnen, die in einer zweiten Auflage verbessert werden sollten. Es wird sich dann vielleicht auch ermöglichen lassen, durch die wichtigsten Literaturhinweise das mühevolle Werk des Verf. (durch eine im Vergleich mit dem bereits Geleisteten nur geringe Mehrarbeit) so auszubauen, daß es auch dem Fachphysiker wertvolle Dienste leisten kann.

Seeliger.

R. Börnstein, Sichtbare und unsichtbare Strahlen. 3. Aufl. v. E. Regener. (Aus Natur und Geisteswelt Nr. 64.) 8⁰. 130 S. m. 71 Abb. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner 1920. Geb. M 8.60.

Das Bändchen gibt vor Handwerkern gehaltene Vorträge wieder, in denen der durchweg glücklich gewählte Stoff lebhaft und anschaulich vorgetragen wird. Leider läßt dagegen die Klarheit und Korrektheit des Ausdrucks stellenweise zu wünschen übrig; eine einwandfreie Darstellung aber

ist die Grundforderung an alle populär-wissenschaftliche Literatur. Beim vorliegenden Werkchen scheint die Überarbeitung ziemlich eilig erfolgt zu sein. Neu eingeführte Begriffe werden oft erst sehr viel später ausreichend erklärt, was der Darstellung etwas Zerrissenes gibt; unbegreiflich aber erscheint, daß bis in die 3. Auflage hinein Dinge stehen bleiben konnten, wie die Erklärung der Unsichtbarkeit des Bodens eines Gewässers weit weg vom Beobachter durch Totalreflexion (S. 55) oder die falschen Angaben über die Lage der Beugungsmaxima eines Spalts (S. 66); auch einzelne Figuren (Fig. 33 und Fig. 36) gehören hierher. Wenn ferner nichts über die charakteristischen Röntgenstrahlen gesagt werden sollte, dann hätte besser auch die Behauptung wegbleiben müssen, Röntgenstrahlen seien Impulse; denn nach der Form der Darstellung wird der Laie nur glauben können, dies sei ausnahmslos der Fall. — Recht hübsch sind einige Abbildungen interferierender Wasserwellen (nach Grimsehl).

M. Weth.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

17. Band. Jahr 1920. Heft 2.

Bericht über die Bestimmung von Plancks elementarem Wirkungsquantum *h*.

Von **Rudolf Ladenburg.**

Mit 12 Bildern.

Inhalt.

Literaturverzeichnis[1]).

1) O. v. Baeyer, Ionisation durch langsame Kathodenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 96, 1908.

2) E. Bauer et M. Moulin, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. C. R. **142**, 988, 1909; Bull. Séances Soc. Franç. de Phys. 1910, S. 58.

3) H. J. van der Bijl, Theoretische Überlegungen betreffend Ionisation und Linienspektra. Phys. Rev. **9**, 173, 1917; **10**, 546, 1917.

4) Raymond T. Birge, Der wahrscheinlichste Wert von h. Phys. Rev. (2) **4**, 361, 1919.

1) Die ausländische Literatur ist, soweit zugänglich, bis März 1920 berücksichtigt. Einige zitierte Arbeiten konnten nur in Referaten gelesen werden.

5) F. C. Blake u. Will. Duane, Messung von h im kontinuierlichen Röntgenspektrum. Phys. Rev. **9**, 568, 1917; **10**, 93 u. 624, 1917.
6a) Niels Bohr, Phil. Mag. **26**, 1, 476, 857, 1913.
6b) Niels Bohr, Phil. Mag. **29**, 332; **30**, 394, 1915.
7a) W. C. Coblentz, Strahlungsmessungen. Bull. Bur. of Stand. **10**, 1, 1914; **13**, 459, 1916; Phys. Rev. **7**, 694, 1916.
7b) W. C. Coblentz, Korrektion der Konstante c_2. Bull. Bur. of Stand. **13**, 515, 1916.
8) W. C. Coblentz, Konstante σ der Gesamtstrahlung. Bull. Bur. of Stand. **12**, 503, 1916; Proc. Nat. Ac. of Sc. **3**, 504, 1917.
9) W. E. Curtis, Wert der Rydbergschen Konstante der Spektralserien. Proc. Roy. Soc. A Vol. **96**, 147, 1919.
10a) Bergen Davis u. F. S. Goucher, Ionisation und Strahlungserregung durch Elektronenstoß in *Hg* und H_2. Phys. Rev. **10**, 101, 1917.
10b) Bergen Davis u. F. S. Goucher, Ionisierung und Strahlungserregung durch Elektronenstoß in Stickstoff. Phys. Rev. **13**, 1, 1919.
11) F. Dessauer u. E. Back, Röntgenstrahlerregung mit sehr hohen Spannungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 168, 1919.
12) Will. Duane u. F. L. Hunt, Über Wellenlängen von Röntgenstrahlen. Phys. Rev. **6**, 167, 1915.
13) A. Einstein, Erzeugung und Verwandlung von Licht. Ann. d. Phys. (4) **17**, 132, 1905; (4) **20**, 199, 1906.
14) Ludwig Flamm, Die Konstanten des Elektrons und der Strahlung. Phys. Ztschr. **18**, 515, 1917.
15) Ch. Féry et M. Drecq, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Journ. de phys. (5) **1**, 551, 1911.
16) Paul D. Foote u. F. L. Mohler, Entladung in Natriumdampf bei niedriger Spannung. Journ. of the Wash. Ac. of Sc. **8**, Nr. 15, 19/9, 1918.
17) Paul D. Foote u. F. L. Mohler, Ionisierungsspannung von Gasen. Phys. Rev. **11**, 487, 1918.
18) Paul D. Foote u. F. L. Mohler, Ionisierungsspannung des *Mg*- und *Tl*-Dampfes. Phil. Mag. **37**, 33, 1919; s. a. Beibl. **43**, 571, 1919.
19) Paul D. Foote, O. Rognley u. F. L. Mohler, Resonanz- und Ionisierungsspannung in Dämpfen von *As*, *Rb*, *Cs*. Phys. Rev. **13**, 59, 1919; s. a. Beibl. **43**, 728, 1919.
20) J. Franck u. G. Hertz, Ionisierungsspannung des *Hg*-Dampfes. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 457, 1914.
21) J. Franck u. G. Hertz, Erregung der Resonanzlinie 2536 durch Elektronenstöße. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512, 1914.
22) J. Franck u. G. Hertz, Bericht über Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen. Phys. Ztschr. **17**, 409, 430, 1916.
23) J. Franck u. G. Hertz, Bericht über die Bestätigung des Bohrschen Atommodells durch Untersuchung der unelastischen Zusammenstöße langsamer Elektronen mit Gasmolekülen. Phys. Ztschr. **20**, 132, 1919.
24) J. Franck u. P. Knipping, Die Ionisierungsspannungen des Heliums. Phys. Ztschr. **20**, 481, 1919.

25) W. Gerlach, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Ann. d. Phys. (4), **38**, 1, 1912; **50**, 259, 1916.
26) W. Gerlach, Kritisch experimentelle Untersuchungen über absolute Strahlungsmessungen. Ds. Jahrb. **15**, 137, 1918; Ztschr. f. Phys. **2**, 76, 1920.
27) F. S. Goucher, Stoßionisation und Messung der Ionisierungsspannung von *Hg*-Dampf. Phys. Rev. **8**, 561, 1916.
28a) A. E. Hennings u. W. H. Kadesch, Höchstgeschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen an *Mg, Al, Zn, Fe, Sn, Cu*. Phys. Rev. (2) **8**, 209, 1916.
28b) W. H. Kadesch u. A. E. Hennings, Lichtelektrische Messung von *h* an *Mg* und *Al*. Phys. Rev. (2) **8**, 221, 1916.
29) L. Holborn u. S. Valentiner, Die Konstante c_2 der Strahlungsformel. Ann. d. Phys. (4) **22**, 1, 1907.
30) A. Hughes, Lichtelektrische Anfangsgeschwindigkeiten. Phil. Trans. A **212**, 205, 1913.
31) A. W. Hull, Lichtelektrische Anfangsgeschwindigkeiten. Phys. Ztschr. **10**, 537, 1909.
32) A. W. Hull, Messung von *h* mit Röntgenstrahlen. Phys. Rev, **7**, 156, 1916.
33) A. W. Hull u. M. Rice, Das Hochfrequenzspektrum von Wolfram. Proc. Nat. Ac. of Sc. **2**, 265, 1916.
34) M. Kahanowicz, Il Nuovo Cim. **13**, 142, 1917; Rend. Acc. Lincei **28**, 73, 1919.
35) H. B. Keene, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Proc. Roy. Soc. A **88**, 49, 1913.
36) F. Kurlbaum, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Wied. Ann. **65**, 746, 1898; Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 576, 1912.
37) E. Ladenburg, Lichtelektrische Anfangsgeschwindigkeiten. Phys. Ztschr. **8**, 590, 1907; ders. u. K. Markau, Phys. Ztschr. **9**, 821, 1908.
38) P. Lenard, Lichtelektrische Messungen. Ann. d. Phys. (4) **8**, 149, 1902.
39) P. Lenard, Lichtemission der Alkalimetalldämpfe. Ann. d. Phys. (4) **17**, 197, 1905; Heidelb. Ber. 1911, Nr. 34, S. 1.
40) R. Ledoux-Lebard u. A. Dauvillier, Die *L*-Serie der Elemente hohen Atomgewichts. C. R. **164**, 687, 1917.
41) J. C. Mc Lennan, Ionisierungsspannung und Lichtemission von Gasen und Dämpfen. Proc. Roy. Soc. **91**, 305, 1915, **92**, 574, 1916; Phys. Rev. **10**, 84, 1917.
42) J. C. Mc Lennan u. Henderson, Ionisierungsspannung und Lichtemission von Gasen und Dämpfen. Proc. Roy. Soc. **91**, 485, 1915.
43) O. Lummer u. E. Pringsheim, Das Spektrum des schwarzen Körpers. Verh. d. D. Phys. Ges. 1899, S. 218; 1901, S. 42.
44) C. E. Mendenhall, Bestimmung von *h* aus Strahlungsmessungen. Phys. Rev. **10**, 515, 1917.
45) R. E. Millikan, Lichtelektrische Messungen. Phys. Rev. (2), **1**, 73, 1913.
46) R. E. Millikan, Lichtelektrische Messung von *h* an Natrium und Lithium. Phys. Rev. (2) **7**, 355, 1916; Phys. Ztschr. **17**, 218, 1916.

47) R. E. Millikan, Einsteins lichtelektrische Gleichung und das Kontaktpotential. Phys. Rev. **7**, 18, 1916.
48) R. E. Millikan, Neubestimmung von e. Phil. Mag. (6) **34**, 1, 1917.
49) Al. Müller, Untersuchungen am kontinuierlichen Röntgenspektrum. Arch. des sciences phys. et nat. Vol. **1**, März—April 1919; 4me Ser. Vol. **46**, S. 63; Phys. Ztschr. **19**, 489, 1919.
50) W. Nernst u. Th. Wulf, Über eine Modifikation der Planckschen Strahlungsformel. Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 294, 1919.
51) F. H. Newman, Ionisierungsspannung des *Hg*-Dampfes. Phil. Mag. **28**, 753, 1914.
52) F. Paschen, Die Konstante c_2 der Strahlungsformel. Ann. d. Phys. (4) **4**, 288, 1901.
52a) F. Paschen, Spektra von Zink, Cadmium, Quecksilber. Ann. d. Phys. **35**, 876, 1911.
53a) F. Paschen, Bohrs Heliumlinien. Ann. d. Phys. (4) **50**, 901, 1916.
53b) F. Paschen, Erweiterung der Seriengesetze der Linienspektra auf Grund genauer Wellenlängenmessungen im Ultrarot. Ds. Jahrb. **8**, 174, 1911.
54) W. J. Pawlow, Ionisierung der Gase durch Stoß. Proc. Roy. Soc. (A) **90**, 398, 1914.
55) M. Planck, Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum. Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 237, 1900; Drudes Ann. **4**, 553, 1901.
56) L. Puccianti, Messung der Strahlungskonstante σ. Nuovo Cim. (6) **4**, 31 u. 322, 1912.
57) C. Ramsauer, Lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung. Ann. d. Phys. (4) **45**, 961 u. 1121, 1914.
57a) C. Ramsauer, Antikritik gegen Millikan. Ann. d. Phys. (4) **52**, 483, 1917.
58) O. W. Richardson u. Bazzoni, Grenzfrequenz in den Spektren des *He*, H_2 und *Hg*. Phil. Mag. **34**, 285, 1917.
59) O. W. Richardson u. R. T. Compton, Lichtelektrische Anfangsgeschwindigkeiten. Phil. Mag. **24**, 575, 1912.
60) P. E. Sabine, Lichtelektrische Messungen mit Schumanstrahlen. Phys. Rev. **9**, 260, 1916.
61) G. A. Shakespear, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Proc. Roy. Soc. A **86**, 180, 1912.
62) M. Siegbahn, Röntgenspektroskopische Präzisionsmessungen. Ann. d. Phys. (4) **59**, 56, 1919.
63) J. Stark, Elementarquantum der Energie und Wellenlänge der Röntgenstrahlen. Phys. Ztschr. **8**, 881, 1907.
64) J. Stark, Beziehung des Dopplereffektes bei Kanalstrahlen zur Planckschen Strahlungstheorie. Phys. Ztschr. **8**, 913, 1907.
65) J. Stark, Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra. Phys. Ztschr. **9**, 85, 1908.
66) J. Stark, Bericht über Ionisierung durch Ionenstoß. Ds. Jahrb. **13**, 397, 1916.

67) J. Stark, Zur Deutung des Schwellenwertes der Energie für Erregung der Lichtemission durch Stoß. Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 42, 1916.
68) John T. Tate, Durchgang langsamer Elektronen durch Gase. Phys. Rev. **7**, 686, 1916; **10**, 81, 1917.
69) John T. Tate u. Paul D. Foote, Ionisierungsspannung des *Na*. Journ. of the Wash. Ac. of Science **7**, 517, 1917.
70) John T. Tate u. Paul D. Foote, Resonanz- und Ionisierungsspannung an *Na*, *K*, *Cd* und *Zn*. Phil. Mag. **36**, 64, 1918; s. a. Beibl. **42**, 513, 1918.
71) John T. Tate u. Paul D. Foote, Ionisierungsspannung des *Cd*-Dampfes. Bur. of Stand. Scient. Pap. 1918, S. 479.
72) S. Valentiner, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Ann. d. Phys. (4) **31**, 272, 1910; (4) **39**, 489, 1912.
73) E. Wagner, Messung von h im kontinuierlichen Röntgenspektrum. Ann. d. Phys. (4) **57**, 401, 1918.
74) E. Wagner, Bericht über das kontinuierliche Röntgenspektrum. Ds. Jahrb. **16**, 190, 1919.
75) E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka u. C. Müller, Die Konstante c_2 des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. Berl. Ak. Ber. 1913, S. 35; Ann. d. Phys. (4) **40**, 609, 1913.
76) E. Warburg u. C. Müller, Die Konstante c_2 des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. Ann. d. Phys. (4) **48**, 410, 1915.
77) D. L. Webster, Versuche über die Emissionsquanten charakteristischer *X*-Strahlen. Phys. Rev. **7**, 599, 1916.
78) W. Westphal, Die Konstante σ der Gesamtstrahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 987, 1912; **15**, 897, 1913.
79) W. Wien, Berechnung der Wellenlänge der Röntgenstrahlen aus dem Planckschen Energieelement. Gött. Nachr. 23. Nov. 1907, S. 598.

A. Theoretischer Teil.

Die dauernd wachsende Bedeutung des elementaren Wirkungsquantums für die verschiedensten Gebiete der Physik hat die Ausarbeitung einer ganzen Reihe von Methoden zu seiner genauen Bestimmung veranlaßt. Noch vor 20 Jahren war die Existenz eines Elementarquantums der Energie oder der Wirkung unbekannt; heute ist der Wert der charakteristischen Konstante h auf etwa 2 Promille genau bekannt und ihre Bedeutung als Naturkonstante außer Zweifel gestellt.

1. Plancks Strahlungsgesetz.

Planck (55) hat im Jahre 1900 die Hypothese der Energieelemente und des Wirkungsquantums h zur theoretischen Ableitung der von ihm aufgestellten Strahlungsformel

$$E_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c \cdot h}{k \cdot \lambda \cdot T}} - 1} \tag{1}$$

eingeführt. Für genügend kleine Werte des Produktes $\lambda \cdot T$ geht sie in die Wiensche Spektralgleichung

$$E_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c \cdot h}{k \cdot \lambda \cdot T}}} \tag{1a}$$

über. Hier bedeutet E_λ die Intensität eines monochromatischen geradlinig polarisierten Strahls von der Wellenlänge λ, der von einem auf der Temperatur T befindlichen schwarzen Körper senkrecht zur Oberfläche im Winkelraum 1 pro Zeiteinheit in das Vakuum ausgesandt wird, ferner c die Lichtgeschwindigkeit und k die Boltzmannsche Entropiekonstante.

Die Differentiation der Gleichung (1) nach λ ergibt die Lage λ_m des Maximums der Strahlungsintensität im Spektrum entsprechend dem Wienschen Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_m \cdot T = b = \frac{c \cdot h}{k \cdot 4{,}9651}. \tag{2}$$

Das Verhältnis $\frac{h}{k}$ und damit bei bekanntem k das Wirkungsquantum h wird experimentell entweder durch Isothermen oder besser durch Isochromaten bestimmt: im ersten Falle mißt man die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers bekannter Temperatur, bestimmt die Lage λ_m des Maximums und so die Konstante b; im zweiten Falle mißt man die Energie einer bestimmten Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen und dadurch unmittelbar nach Gleichung (1) oder (1a), indem sich der Faktor $\frac{c^2 h}{\lambda^5}$ forthebt, die Konstante

$$c_2 = \frac{c \cdot h}{k}. \tag{3}$$

Andererseits folgt durch Integration der Strahlungsformel über λ für die Dichte der Gesamtstrahlung entsprechend dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz

$$u = a \cdot T^4 \tag{4}$$

mit den Konstanten

$$a = \frac{48 \pi \cdot \alpha \cdot k^4}{c^3 h^3}; \qquad \alpha = \frac{\pi^4}{90} = 1{,}0823. \tag{4a}$$

Die Messung der gesamten Energie S, die 1 qcm eines schwarzen Körpers der Temperatur T in 1 Sek. in den Halbraum ausstrahlt,

$$S = \sigma \cdot T^4 = \frac{a \cdot c}{4} \cdot T^4, \tag{4b}$$

liefert somit bei bekanntem k

$$h = \sqrt[3]{\frac{12\pi\alpha k^4}{c^2\sigma}}. \tag{4c}$$

Gegen die strenge Gültigkeit der Planckschen Formel haben kürzlich Nernst und Wulf (50) auf Grund einer ausführlichen Diskussion aller vorliegenden Strahlungsmessungen Bedenken erhoben und eine neue Formel vorgeschlagen, die sich durch den Faktor $1+\gamma$ von der Planckschen unterscheidet; hierin hängt γ von dem Produkt λT ab, hat ein Maximum im Betrage von etwa 0,07 in der Gegend von $x = \frac{ch}{k\lambda T} = 2{,}5$ und fällt mit abnehmenden x-Werten sehr rasch, mit zunehmenden x-Werten ganz allmählich ab, um erst bei etwa $x = 19$ auf 0,001 zu sinken. Darnach führen nur Isochromaten im Gebiet der Gültigkeit der Wienschen Gleichung zu richtigen Werten von h, während für Messung von Isothermen der Zahlenfaktor des Verschiebungsgesetzes 4,9651 durch 4,914 zu ersetzen ist. Ferner ergibt sich die Gesamtstrahlung, da γ stets positiv ist, größer als nach der Planckschen Formel, und aus dem gleichen Wert von σ würde dann ein um etwa 1,7 Proz. größerer Wert von h folgen als nach der Gleichung (4c). Infolgedessen ist die Bestimmung der Konstante σ ein empfindliches Mittel zur Entscheidung der von Nernst aufgeworfenen Frage (s. S. 115).

Ein zweiter Weg zur Bestimmung von h, der allerdings praktisch bisher nicht beschritten ist, führt über die Messung der spezifischen Wärme. Denn Einstein wandte die der Strahlungsformel (1) zugrunde liegende Plancksche Gleichung für die mittlere Energie eines Resonators der Schwingungszahl ν,

$$U = \frac{h\cdot\nu}{e^{\frac{h\cdot\nu}{k\cdot T}} - 1},$$

auf die Wärmelehre an, berechnete so den Wärmeinhalt

$$W = 3\cdot U\cdot L$$

eines einatomigen festen Körpers mit L-Atomen pro Grammatom und seine Atomwärme

$$C = \frac{dW}{dt} = 3L\,\frac{h^2\nu^2}{kT^2}\,\frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\cdot\nu}{k\cdot T}} - 1\right)^2}.$$

So konnte er in erster Annäherung die Abweichungen der Atomwärmen vom Dulong-Petitschen Gesetz erklären. Für die genaue Darstellung der Atomwärmen und ihrer Abhängigkeit von der Temperatur muß

man nach Debye und Born — v. Kármán, den Freiheitsgraden des festen Körpers entsprechend, seine $3L$-Eigenschwingungen berücksichtigen, die in Form elastischer longitudinaler und transversaler Wellen bei einer Gleichgewichtsstörung entstehen. Die Atomwärme C wird dann wesentlich bestimmt durch die „charakteristische Temperatur"

$$\Theta = \frac{h \cdot \nu_m}{k},$$

in der ν_m die größtmögliche Frequenz vorstellt. Die so erhaltene Formel für C wird durch das gewaltige Beobachtungsmaterial, das von Nernst und seinen Schülern gewonnen wurde, vorzüglich bestätigt[1]). Da die aus den Messungen der spezifischen Wärmen berechneten ν_m-Werte mit den von Rubens gemessenen Reststrahlfrequenzen gut übereinstimmen, könnte man daran denken, durch Identifikation der einander entsprechenden Werte h zu berechnen. Aber abgesehen von dem begrifflichen Bedenken gegen eine Grenzfrequenz ist die Forderung, aus den spezifischen Wärmen die charakteristische Temperatur genauer als auf 1 Proz. zu bestimmen, bei der erreichbaren Meßgenauigkeit allzu groß. Außerdem entsprechen die Reststrahlwellenlängen bekanntlich gar nicht den Eigenschwingungen selbst, vielmehr liegen die mit diesen nahe zusammenfallenden Maxima des Absorptions- von denen des Reflexionsvermögens i. a. um viele Prozente auseinander[2]). Die betreffenden Absorptionsmaxima sind aber bisher nicht genau gemessen, und ihre Bestimmung ist zurzeit auch mit großen Schwierigkeiten verbunden. — Ferner besteht die Möglichkeit, worauf Nernst kürzlich hinwies[3]), die Konstante h mittelst Messungen der Atomwärmen aus der für sehr tiefe Temperaturen gültigen Beziehung:

$$C = 3Lk \frac{72\pi^4}{90} \cdot \left(\frac{Tk}{h\nu_m}\right)^3$$

zu berechnen.

1) Vgl. W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. Halle, Knapp. 1918, sowie die zusammenfassende Bearbeitung von E. Schrödinger, Phys. Ztschr. **20**, 420ff., 1919.

2) Vgl. z. B. für Steinsalz bei H. Rubens u. E. F. Nicols Wied. Ann. d. Phys. **60**, 418, 1897.

3) Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 302, 1919. Auf Grund seiner Bedenken gegen die strenge Gültigkeit der Planckschen Formel schreibt er an Stelle der obigen Gleichung für die Atomwärme fester Körper bei sehr tiefer Temperatur

$$C = \mathfrak{z} k^4 \left(\frac{T}{c \cdot h}\right)^3,$$

wobei der Zahlenfaktor $\mathfrak{z}$ durch eine spezielle Strahlungsformel bestimmt werden müßte.

2. Einsteins Quantengleichung und die Axiome der Quantentheorie.

Im Anschluß an die Plancksche Hypothese des Energieelements

$$\varepsilon = h \cdot \nu$$

hat sich auf Grund der Erscheinungen bei einer großen Zahl von wechselseitigen Energieumsätzen zwischen Strahlung von der Schwingungszahl ν und Elektronen von der in Volt gemessenen Geschwindigkeit V ($e \cdot V = \frac{1}{2} m \cdot v^2$) die Vorstellung ausgebildet, daß

$$e \cdot V = h \cdot \nu \tag{5}$$

ist. Die Gleichung tritt zum erstenmal bei Einstein (13) auf, angewendet auf den lichtelektrischen Effekt an Metallen. Sie enthält den Grundgedanken und die Grundschwierigkeit der Quantentheorie. Die Strahlung wird hiernach beim Umsatz in Atomenergie stets in Quanten von der Größe $h\nu$ aufgenommen oder abgegeben. Einstein (13) verlegt bekanntlich die quantenhafte Unterteilung der Energie in die Strahlung selbst und stellt sie sich aus Lichtquanten zusammengesetzt vor; durch den Nachweis des bei Absorption von Strahlung auf das Atom übertragenen und bei Emission von ihm abgegebenen, gerichteten Impulses von der Größe $\frac{h\nu}{c}$ (Einsteins „Nadelstrahlung") hat er seiner Lichtquantenhypothese eine starke Stütze gegeben[1]. Die bekannten Widersprüche[2] gegen die klassische Wellentheorie zu beseitigen ist freilich bisher nicht gelungen.

Der der Quantengleichung (5) zugrunde liegende Gedanke tritt in der Bohrschen Quantentheorie der Linienspektra in der Form der sogenannten Frequenzbedingung auf (s. S. 109); sie ist eine ihrer Grundannahmen[3], die heutzutage passend als Axiome der Quantentheorie überhaupt zu bezeichnen und folgendermaßen zu formulieren sind:

I. Ein Atomsystem kann dauernd nur in bestimmten Zuständen existieren, die einer Reihe diskreter Energiewerte entsprechen. Jede Energieänderung des Systems einschließlich der Emission und Absorption von Strahlung besteht mithin in einem vollständigen Übergang zwischen zwei solchen „stationären" (quantenmäßig erlaubten) Zuständen des Systems.

---

1) A. Einstein, Phys. Ztschr. **18**, 121, 1917.

2) Vgl. z. B. H. A. Lorentz, Phys. Ztschr. **11**, 1250, 1910.

3) Vgl. N. Bohr, On the quantum theory of line-spectra, Kopenh. Akad. 1918, Teil 1.

II. Die bei einem derartigen Übergang absorbierte und emittierte Strahlung ist durchaus monochromatisch; ihre Frequenz wird durch die Gleichung $E_1 - E_2 = h\nu$ bestimmt, in der E_1 und E_2 die Energiewerte des Atoms in den zwei betrachteten Zuständen sind.

Hierzu tritt die Bedingung, daß in der Grenze, wo sich benachbarte stationäre Zustände relativ wenig voneinander unterscheiden, die betreffenden Übergänge nach der klassischen Elektrodynamik erfolgen. Wenn also die Energieunterschiede $E_1 - E_2$ und damit die Frequenzen ν relativ klein sind, sollen sich diese klassisch berechnen lassen.

In der Tat sind es bekanntlich gerade diese zwei Axiome mit der genannten „Grenzbedingung“, die der fundamentalen Einsteinschen Ableitung der Strahlungsformel[1]) zugrunde liegen; dadurch wird die Theorie der Strahlung mit der der Serienspektra in glücklicher Weise verknüpft. Aber auch die oben genannte Quantengleichung ist eine unmittelbare Folge unserer Axiome, so daß die meisten heute quantentheoretisch behandelten Erscheinungen auf die genannten Axiome zurückzuführen sind. Dies soll im folgenden zunächst näher ausgeführt werden.

Einstein geht in seiner Ableitung der Strahlungsformel von der kanonischen Zustandsverteilung der statistischen Mechanik für die relative Häufigkeit der Zustände des Atomsystems bei der Temperatur T aus:

$$W_n = p_n e^{-\frac{E_n}{kT}},$$

wobei p_n das von T unabhängige „statistische Gewicht“ des betreffenden Zustandes ist. Er bedarf dann außer unseren Axiomen noch einiger plausibler Hilfsannahmen über die Häufigkeit der Übergänge des Systems aus einem Zustand in einen anderen, die „durch Übertragung der für einen Planckschen Oszillator nach der klassischen Theorie bekannten Verhältnisse auf die noch unbekannten der Quantentheorie gewonnen sind“. Ebenso nämlich wie der Oszillator ohne äußeren Anstoß Strahlung aussendet, soll das Atomsystem von selbst nach dem einfachen Gesetz des radioaktiven Zerfalls aus einem stationären Zustand größerer Energie E_1 in einen solchen Zustand kleinerer Energie E_2 unter Emission der Strahlung ν übergehen; die Wahrscheinlichkeit dieser spontanen Übergänge in der Zeit dt wird also gleich $A_1'' dt$ gesetzt, wo die Konstante A_1'' für den betrachteten Über-

1) A. Einstein, Verh. d. Phys. Ges. **18**, 318, 1916; Phys. Ztschr. **18**, 121, 1917.

gang charakteristisch ist. Außerdem aber wird ein Oszillator im Strahlungsfelde je nach seiner Phase Strahlungsenergie abgeben oder aufnehmen. Analog soll die Wahrscheinlichkeit für die unter dem Einfluß der Strahlung stattfindenden Übergänge $1 \rightarrow 2$ (die wiederum mit Emission der Freqnenz ν verknüpft sind) der Strahlungsdichte u_ν proportional, gleich $B_1'' u_\nu dt$ sein, und ebenso die Wahrscheinlichkeit für die mit Absorption verbundenen Übergänge gleich $B_2' u_\nu dt$. Im Strahlungsgleichgewicht des Hohlraumes muß die Gesamtzahl der Elementarprozesse $1 \rightarrow 2$ ebenso groß sein wie die Zahl der Übergänge $2 \rightarrow 1$, also

$$p_2 e^{-\frac{E_2}{kT}} B_2' u_\nu = p_1 e^{-\frac{E_1}{kT}} (A_1'' + B_1'' u_\nu).$$

Da mit wachsender Temperatur auch die Strahlungsdichte unbegrenzt wachsen muß, folgt $p_2 B_2' = p_1 B_1''$. Weitere Annahmen über die eingeführten Konstanten oder über die Natur der Zustände oder der Elementarprozesse sind nicht erforderlich. Vielmehr folgt unmittelbar

$$u_\nu = \frac{A_1''}{B_1''} \frac{1}{e^{\frac{E_1 - E_2}{kT}} - 1}.$$

Das Axiom II liefert $E_1 - E_2 = h\nu$ (in Übereinstimmung mit dem verallgemeinerten Wienschen Verschiebungsgesetz, daß die Strahlungsdichte die Temperatur nur in dem Quotienten ν/T enthält), und das Verhältnis $\frac{A_1''}{B_1''}$ ist durch die „Grenzbedingung" bestimmt, indem für kleine ν-Werte die Rayleighsche Beziehung

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot kT$$

gelten muß. So wird

$$\frac{A_1''}{B_1''} = 8\pi h \frac{\nu^3}{c^3},$$

und es entsteht die Plancksche Strahlungsformel:

$$u_\nu = 8\pi h \frac{\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \qquad (1\,\mathrm{b})$$

(Die Intensität u_ν hängt mit E_λ der Gleichung (1) bekanntlich durch die Beziehung

$$E_\lambda = \frac{c^2 u_\nu}{8\pi\lambda^2}$$

zusammen.)

Der Plancksche Oszillator hat die Eigenschaft, beide Axiome dadurch zu vereinen, daß die von ihm emittierte und absorbierte Strahlung gemäß der klassischen Elektrodynamik gerade seine Eigenfrequenz ν_0 ist; wenn er also nur Quanten $h\nu_0$ aussendet und aufnimmt, muß seine Energie auch stets gleich einem ganzen Vielfachen von $h\nu_0$ sein und bleiben, und dadurch ist sein stationärer Zustand charakterisiert. (Durch Berechnung der mittleren Resonatorenergie folgt dann, wie oben angedeutet, die Theorie der spezifischen Wärme.) Nur im Fall des linearen Resonators ist ja diese Quantenbedingung — Zustandsenergie gleich einem ganzen Vielfachen von $h\nu$ — identisch mit der allgemeineren, bereits von Planck eingeführten Bedingung, die heute als maßgebend für die erlaubten Zustände des Axioms I gilt, und die in der Hand von Planck, Sommerfeld u. a. so große Erfolge erzielt hat, nämlich daß der Elementarbereich des Zustandsraumes ein ganzes Vielfaches von h ist.

Im allgemeinen jedoch besteht keine einfache Beziehung zwischen der Bewegung eines Quantenatoms im stationären Zustand und dem beim Übergang zwischen zwei solchen Zuständen ausgesandten Spektrum, so daß eben zwei Axiome erforderlich sind. (Dagegen besteht nach unserer „Grenzbedingung" eine derartige Beziehung, und zwar gerade die von der klassischen Theorie geforderte, im Grenzfall kleiner Schwingungszahlen.)

Dieselben zwei allgemeinen Axiome der Quantentheorie führen, wie Bohr bereits im Jahre 1913 gezeigt hat[1]), ohne besondere Quantenbedingung für die stationären Bahnen zu seiner Formel der Rydbergkonstanten. Dazu entnimmt man die Balmersche Formel für das Wasserstoffspektrum

$$\nu = c \cdot R\left(\frac{1}{n_2^{\,2}} - \frac{1}{n_1^{\,2}}\right) \tag{6}$$

der Erfahrung und geht von dem zweiten Axiom aus, daß die verschiedenen Linien monochromatischen Strahlungen entsprechen, die beim Übergang zwischen verschiedenen stationären Zuständen des Systems entstehen, wobei deren Energiedifferenz $E_1 - E_2 = h\nu$ wird. Dann ist die Energie im n. Zustand, bis auf eine willkürliche additive Konstante

$$|E_n| = \frac{Rhc}{n^2} \cdot \tag{6a}$$

Das neutrale Wasserstoffatom soll nun aus einem einfach geladenen positiven Kern unendlich großer Masse und einem Elektron bestehen,

1) N. Bohr, Phil. Mag. **26**, 14, 1913 und Kopenhagener Akademie 1918, Teil II.

das unter dem Einfluß der Coulombschen Anziehungskraft eine Kreisbahn beschreibt. Dann ergeben sich nach den Gesetzen der gewöhnlichen Mechanik (und bei Vernachlässigung der Relativitätskorrektion) zwischen der sekundlichen Umlaufszahl ω, dem Bahndurchmesser 2a und der Energie W, die zur Entfernung des Elektrons ins Unendliche nötig ist, die Gleichungen

$$\omega = \sqrt{\frac{2\,W^3}{\pi^2 e^4 m}}, \quad 2\,\mathrm{a} = \frac{e^2}{W}. \tag{7a}$$

Im allgemeinen besteht keine einfache Beziehung zwischen ν und ω[1]. Aber ebenso wie die Plancksche Quantenformel der Strahlungstheorie für unendlich große Perioden in die klassische Strahlungsformel von Rayleigh übergeht, gilt nach der „Grenzbedingung" für kleine Umlaufszahlen, also große Bahnradien, die sich in benachbarten stationären Zuständen relativ wenig voneinander unterscheiden, die klassische Elektrodynamik auch für den Ausstrahlungsprozeß. Infolgedessen muß die Umlaufsfrequenz für unendlich große Werte von n verschwinden, und auf Grund der Gl. (6a) und (7a) können wir in der Tat setzen

$$W = \frac{R \cdot hc}{n^2}, \quad \omega = \frac{1}{n^3}\sqrt{\frac{2\,h^3 R^3 c^3}{\pi^2 e^4 m}}. \tag{7b}$$

Ferner muß in der Grenze die beim Übergang zwischen benachbarten Bahnen ausgesandte Frequenz wie in der Maxwellschen Theorie mit der Umlaufsfrequenz übereinstimmen. Nun läßt sich die Balmersche Formel (6) umformen in

$$\nu = R \cdot c \cdot (n_2 - n_1)\,\frac{n_1 + n_2}{n_1^{\,2} \cdot n_2^{\,2}},$$

so daß für große Zahlen n und für aufeinanderfolgende Zustände $(n_2 - n_1 = 1)$

$$\nu = \frac{2\,Rc}{n^3}$$

wird, und durch Einsetzen von $\frac{1}{n^3}$ aus der Gleichung (7b) für ω:

$$\nu = \omega\sqrt{\frac{2\,\pi^2 e^4 m}{h^3 \cdot R \cdot c}}.$$

Wenn also $\nu = \omega$ gesetzt wird, folgt die Bohrsche Formel für die Rydbergkonstante

$$R = \frac{2\,\pi^2 e^4 m}{c \cdot h^3}. \tag{8}$$

---

1) Bekanntlich ergibt die Durchführung der Bohrschen Theorie $\nu = \frac{1}{2}(n_2\omega_2 - n_1\omega_1)$.

Für elliptische Bahnen und bei Berücksichtigung der Mitbewegung des Kerns der endlichen Masse m_A verläuft die Rechnung ganz entsprechend, das Ergebnis unterscheidet sich nur um den Faktor

$$\frac{m_A}{m_A + m}.$$

Die Vorgänge beim lichtelektrischen Effekt werden in Bohrs Theorie dadurch eingeordnet, daß neben den diskreten Umlaufsbahnen des Elektrons, denen die Spektrallinien ihren Ursprung verdanken, alle kontinuierlich ineinander überführbaren Zustände „erlaubt" sind, in denen das Elektron „frei" ist, d. h. genügend Energie besitzt, um sich in unendlichen Abstand vom Kern zu entfernen[1]. Diese Zustände sind nicht mehr als Atomzustände anzusehen, da das Elektron vom Atom gänzlich losgelöst ist; andererseits schließen sie sich kontinuierlich den Bahnen mit unendlich großen Quantenzahlen an, für die die Quantentheorie in die klassische Theorie übergeht, weil bei ihnen der Übergang in benachbarte Bahnen unendlich langsame Schwingungen liefert. So sind auch die wechselseitigen Übergänge aus Quantenbahnen in die Zustände, in denen das „Elektron" frei ist, ohne weiteres in die Quantentheorie einzuordnen. (Übrigens erklärt bekanntlich Bohr auf diese Weise auch z. B. das sich an die Seriengrenze anschließende kontinuierliche Absorptionsspektrum des Natriumdampfes[1]).

Auf Grund dieser Annahmen kann ein Elektron jeden Energiebetrag aufnehmen, der größer ist als ein gewisser Grenzwert P_A, der eventuell erforderlich ist, um das Elektron vom Atom abzutrennen und „frei" zu machen. Fällt also irgendeine Frequenz auf ein Metall auf, deren Quantenenergie $h \cdot \nu$ jenen Grenzwert überschreitet, so wird das Elektron den Unterschied $h \cdot \nu - P_A$ in kinetische Energie umsetzen (Einstein (13)).

Um durch die Metalloberfläche auszutreten, müssen die auf diese Weise vom Licht „ausgelösten" Elektronen noch eine Oberflächenkraft überwinden, die vermutlich von elektrischen Doppelschichten herrührt und die Elektronenenergie noch um den Betrag P_O verringert. [Bei Einstein (13) ist übrigens von der „Abtrennungsarbeit" P_A nur in einer Anmerkung (a. a. O. S. 146) die Rede; wir werden im experimentellen Teil dieses Berichtes sehen (S. 122, Anm. 2), daß P_A jedenfalls bei vielen Metallen in der Tat praktisch Null ist. Andererseits entspricht diese Unterscheidung zwischen „inneren" und „äußeren" Geschwindigkeiten der Elektronen durchaus den ursprünglichen Vor-

1) Phil. Mag. **26**, speziell S. 17, 1913.

stellungen Lenards (38)]. Einstein faßt $P_A + P_O$ in einen einzigen (für das Metall charakteristischen) Arbeitswert P zusammen und erhält so für die maximale Geschwindigkeit V_a der normal aus dem Metall austretenden Elektronen die nach ihm benannte lichtelektrische Gleichung

$$e \cdot V_a = h \cdot \nu - P. \tag{9}$$

In der Form:

$$e \cdot V_a + P = h \cdot \nu$$

entspricht sie genau der Bohrschen Frequenzbedingung (Axiom II), indem $e \cdot V_a = E_1$ der Energiewert des befreiten Elektrons im Endzustand und $P = -E_2$ (in Bohrs Bezeichnungsweise) die gesamte Energie ist, die zur Bindung des Elektrons im Anfangszustand erforderlich ist.

Diese Überlegungen lassen sich ohne weiteres auf die rund 10000 mal größeren Frequenzen des kontinuierlichen Röntgenspektrums übertragen. Die in Elektronengeschwindigkeit umgesetzte Quantenenergie der Röntgenstrahlen ist so groß, daß ihr gegenüber alle Oberflächenkräfte und die Atomkräfte, wenigstens für die äußersten lose oder sozusagen ungebundenen Valenzelektronen bzw. die „freien“ Elektronen, zu vernachlässigen sind und die reine Quantengleichung (5) $h \cdot \nu = e \cdot V$ übrig bleibt. Deshalb scheint diese Gleichung gerade im Röntgengebiet [wo ihre Gültigkeit übrigens bereits im Jahre 1907 von W. Wien (79) und J. Stark (63) vermutet wurde] zur Bestimmung von h sehr geeignet, besser als die schwierige und komplizierte lichtelektrische Messung, die die Eliminierung der „Austrittsarbeit“ verlangt. Jedoch sind dem Berichterstatter keine geeigneten Messungen an sekundären Kathodenstrahlen, erzeugt von Röntgenstrahlung genau gemessener Frequenz ν, bekannt. Dagegen hat der umgekehrte Vorgang der Erzeugung des kontinuierlichen Röntgenspektrums durch Elektronen bekannter Geschwindigkeit ($e \cdot V \rightleftarrows h \cdot \nu$) zur Ausarbeitung einer besonders genauen Methode zur Bestimmung von h geführt. Denn Röntgenstrahlen entstehen offenbar bei der Rückkehr derjenigen Elektronen des Antikathodenatoms in ihren Ausgangszustand, die durch die aufprallenden Elektronen abgetrennt waren. Dabei entspricht die Quantenenergie $h \cdot \nu_{max}$ der größten erzeugten Röntgenfrequenz, der Energie der schnellsten aufprallenden Elektronen. Diese Beziehung wird qualitativ durch die alte Erfahrung an Röntgenröhren bestätigt, daß die Strahlen um so durchdringender (d. h. heute: kurzwelliger) sind, je härter die Röhre ist (d. h. je niedriger das Vakuum, je höher die wirksame Spannung ist). Die exakte Gültigkeit der Gleichung (5) in diesem Falle ist heute experimentell erwiesen (Duane u. Hunt (12)): Die mit konstanter Spannung beschleunigten Elektronen erzeugen kontinuierliches Röntgenlicht, das im Gegensatz zum optischen Spektrum eine

scharfe Grenze auf der kurzwelligen Seite besitzt, und zwar verschiebt sich die genau bestimmbare Grenzfrequenz nach größeren Werten proportional der wachsenden Spannung, analog der Verschiebung des Maximums im optischen Spektrum nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz. Man spricht deshalb auch von einem Verschiebungsgesetz im kontinuierlichen Röntgenspektrum (Wagner (74)), das die Form

$$\lambda_{\text{min.}} \cdot V = \text{const.}$$

bzw.

$$V = \frac{h}{e} \nu_{\text{max.}}$$

besitzt. Das Verhältnis der wirksamen Elektronenenergie $e \cdot V$ zur Grenzschwingungszahl $\nu_{\text{max.}}$ liefert einen genauen Wert von h (vgl. Teil B, 2c).

Die Frage nach der Gültigkeit der Quantengleichung für die Verwandlung von Elektronenenergie in Strahlung ist wohl zuerst von J. Stark (64, 65) im Zusammenhang mit der Frage nach der Ursache der optischen Spektra aufgeworfen worden[1]. Hier hat sie wiederum durch die Bohrsche Theorie (6b) eine physikalische Begründung gefunden, und zwar durch den Zusammenhang mit der Ionisierungsspannung[2]. Die grundlegenden Versuche von Franck und Hertz (20, 22) zeigen, daß beim Zusammenstoß beschleunigter Elektronen mit dem Atom dieses die Elektronenenergie aufnimmt, falls bestimmte stufenweise steigende Energiebeträge erreicht oder überschritten werden; diese Zusammenstöße werden deshalb „unelastische“ genannt und die entsprechenden Spannungen „Grenzspannungen“. Nach der Bohrschen Vorstellung wird die dem Atom auf diese Weise zugeführte Energie dazu verwandt, die Elektronen des Atoms von einer Quantenbahn auf eine andere bzw. ins Unendliche zu schaffen; bei der Rückkehr der Elektronen aus dem Unendlichen (Ionisationszustand) oder aus der nächsthöheren Bahn (Resonanzzustand, vgl. w. u.) in die Ausgangsbahn des Elektrons im unerregten Atom soll nach Bohrs Frequenzbedingung monochromatische Strahlung der Schwingungszahl ν ausgesandt werden, deren Quantenenergie $h \cdot \nu$ gleich dem Energieunterschied der beiden

---

1) Vgl. auch J. Stark, „Die elementare Strahlung“, Hirzel, Leipzig 1911, S. 227—240. Dagegen wird die Gültigkeit dieser Gleichung bei der Erregung von Lichtemission durch Stoß später von Stark angezweifelt. (Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 42, 1916.)

2) Vgl. besonders den zusammenfassenden Bericht von Franck und Hertz (23).

Zustände ist. Die beiden Frequenzen sind nach der Bohrschen Theorie der Serienlinien die Grenzlinie und das erste Glied der vom unerregten Atom absorbierten Serie. Dieses erste Glied erfordert also zur Erregung die relativ geringste Energie; es tritt nach Wood bei Bestrahlung mit der gleichen Linie als Fluoreszenzstrahlung auf und wird deshalb Resonanzlinie, der der Ausgangsbahn dieser Linie entsprechende Atomzustand Resonanzzustand genannt. Dieselbe Linie ist in der Tat beim ersten unelastischen Zusammenstoß (bei der ersten Energiestufe) in einer Reihe von Dämpfen beobachtet worden, zum erstenmal von Franck und Hertz (21) beim Quecksilberdampf; die entsprechende Spannung, die die Elektronen durchlaufen haben müssen, heißt nunmehr Resonanzspannung[1]), — die stets höhere Grenzspannung, die der Grenze der Absorptionsserie zugeordnet ist, Ionisierungsspannung, weil bei ihr wirkliche Ionisation unmittelbar durch den Elektronenstoß hervorgerufen wird[2]). Durch Messung der beiden Spannungen und aus den genau bekannten Frequenzen der ihnen entsprechenden Linien berechnet sich h nach der Quantengleichung (5). Das wirkliche Auftreten gerade der Grenzen der Serie bei der Ionisierungsspannung ist bisher experimentell nicht festgestellt worden. Man setzt deshalb vorläufig statt der unmittelbar gemessenen Frequenz den aus den Serienformeln zu entnehmenden Wert $(1{,}5,\ s)$ bzw. $(1{,}5,\ S)$ ein; (vgl. Paschen (53b) sowie Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Braunschweig 1919 [im folgenden zitiert als „Atombau"], S. 234 u. S. 292ff.).

Zur zahlenmäßigen Ausrechnung muß bei Messung der Elektronenladung in absoluten elektrostatischen Einheiten ($e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ nach

1) Franck und Hertz kannten in dieser Arbeit den Unterschied zwischen Resonanz- und Ionisierungsspannung noch nicht und glaubten, daß schon bei diesem ersten unelastischen Stoß direkte Ionisierung stattfände. Der Unterschied zwischen Resonanz- und Ionisierungsspannung wurde nach vorangehenden theoretischen Überlegungen von Bohr (6b) und van der Bijl (3) von Davis u. Goucher (10a) aufgedeckt.

2) Stark (ds. Jahrb. 13, 403, 1916) hat demgegenüber darauf hingewiesen, daß die beim Stoß übertragene Energie größer sein müsse als die zur Abtrennung des Elektrons erforderliche; denn das getroffene Elektron sowohl als das stoßende müssen noch eine Restgeschwindigkeit behalten, damit nicht eins von beiden nach erfolgter Abtrennung in das Atom zurückfällt und dieses wieder neutralisiert. Dann dürfte auch bei der der Grenzlinie entsprechenden Grenzspannung noch keine wahre unmittelbare Ionisation eintreten, sondern erst bei einer ein wenig höheren Spannung (vgl. dazu B 2b, S. 125ff).

Millikan (48)) die Voltzahl durch 300 dividiert werden, so daß die Quantengleichung (5) lautet:

$$h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} = \frac{e \cdot V}{300} = \frac{1}{2} m \cdot v^2.$$

Mit $h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}$ (vgl. S. 144) und $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10}$ (vgl. S. 145) entspricht also der Wellenlänge

$$\lambda = 10000\ \text{Å} = 1\,\mu \quad \text{bzw.} \quad \lambda = 1\ \text{Å}$$

die leicht zu merkende Spannung

$$V = 1{,}234\ \text{Volt} \quad \text{bzw.} \quad 12340\ \text{Volt}$$

und die Elektronengeschwindigkeit

$$v = 6{,}6 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 660 \frac{\text{km}}{\text{sec}} \quad \text{bzw.} \quad 6{,}6 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

sowie umgekehrt der Spannung $V = 1$ Volt die Wellenlänge

$$\lambda = 1{,}234\ \mu.$$

3. Bohrs Serienformel.

Die Theorie der Spektrallinien von Niels Bohr (6) liefert nach Bohr[1]) und Sommerfeld[2]) bei Berücksichtigung der Mitbewegung des Atomkerns, dessen Masse m_A gegen die Elektronenmasse m nicht vernachlässigt wird:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \cdot$$

$$\cdot \frac{m_A}{m_A + m} \left(\frac{E}{e}\right)^2 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{E}{e}\right)^2 \left(\frac{1}{n_2^2} + \frac{1}{n_1^2}\right)\right], \qquad (10)$$

wo E die Kern-, e die Elektronenladung ist. Der Vergleich der Formel mit der Erfahrung lehrt, daß der Faktor

$$\frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \cdot \frac{m_A}{m_A + m}$$

die Rydbergsche Konstante ist. Diese Konstante hängt also vom Atomgewicht ab und geht für unendlich große Kernmasse in den Wert

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m e^4}{c \cdot h^3} \qquad (8)$$

über. Die gleiche Beziehung für die Rydbergkonstante wurde oben abweichend von der üblichen Ableitung durch viel allgemeinere Überlegungen aus den Axiomen der Quantentheorie gewonnen.

---

1) Vgl. speziell Phil. Mag. **29**, 334, 1915.

2) „Atombau" S. 336 ff.

Die eckige Klammer der Gleichung (10) ist die Relativitätskorrektion, wobei

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h \cdot c}$$

die auch für Sommerfelds Theorie der Feinstruktur wichtige Konstante ist[1]). Nach Sommerfeld hängt α mit der Schwingungsdifferenz der Dubletts der Balmerschen Wasserstoffserie durch die einfache Beziehung

$$\Delta \nu_H = \frac{R\alpha^2}{2^4}$$

zusammen. Wäre diese Differenz genügend genau meßbar, so hätte man eine neue Methode zur Bestimmung der universellen Konstanten e oder h [1]). Leider genügen aber auch die genauesten Paschenschen Messungen (53a) der Feinstruktur der Heliumlinie nicht, in denen diese Differenz 16fach vergrößert auftritt (infolge der doppelten Kernladung und der 4. Potenz, mit der sie in die betreffende Formel eingeht, vgl. Sommerfeld, Atombau, S. 351), ebensowenig wie die röntgenspektroskopischen Präzisionsmessungen Siegbahns (62) der Feinstruktur der K-Reihe, obwohl die Schwingungsdifferenz der betreffenden Dubletts gegenüber dem Wasserstoffdublett für die schwereren Elemente riesenhaft, nämlich proportional der 4. Potenz der Ordnungszahl, vergrößert ist. Denn für eine Genauigkeit von 1 Proz. in h wäre die Kenntnis von $\Delta \nu_H$ auf $^1/_2$ Proz. erforderlich, während Paschen und Siegbahn ihre Fehlergrenzen zu etwas über 1 Proz. angeben (nämlich $\Delta \nu_H = 0{,}365 \pm 0{,}0045$ bzw. $0{,}373 \pm 0{,}005$).

Die von Lewis und Adams[2]) im Jahre 1914 aufgestellte Beziehung

$$\frac{2\pi e^2}{h \cdot c} = \frac{1}{8\pi} \sqrt[3]{\frac{15}{8\pi^5}} = 7{,}281 \cdot 10^{-3}$$

stimmt zwar zahlenmäßig gut; sie beruht aber bisher nur auf dem vermuteten und nicht weiter begründeten Ansatz, daß zwischen der Elementarladung e und der Strahlungskonstanten

$$a = \frac{8\pi^5}{15} \cdot \frac{k^4}{c^3 \cdot h^3} \tag{4a}$$

die dimensionsmäßig richtige Beziehung

$$\frac{a(4\pi e)^6}{k^4} = 1$$

---

1) Vgl. A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **51**, 1, 1916, sowie „Atombau“ S. 327 ff.

2) Gilbert Lewis u. Elliot Adams, Phys. Rev. (2) **3**, 92, 1914.

bestehen soll, und kann daher zurzeit nicht als neue Methode zur Bestimmung der universellen Konstanten Verwendung finden.

B. Experimenteller Teil.

1. Die Bestimmung von h aus Strahlungsmessungen.

a) Mittelst Isothermen und Isochromaten.

Durch Aufnahme von Energiekurven des schwarzen Körpers (Isothermen) mit Flußspatprismen bei verschiedenen Temperaturen fanden Lummer-Pringsheim (43) (1899) für die Konstante des Wienschen Verschiebungsgesetzes (Gleichung 2)

$$\lambda_m \cdot T = b = 0{,}294 \text{ cm} \cdot \text{grad},$$

also

$$c_2 = 0{,}294 \cdot 4{,}965 = 1{,}460 \text{ cm} \cdot \text{grad}.$$

Diesen Wert bestätigten sie später (1901) durch spektralphotometrische Aufnahmen von Isochromaten im Sichtbaren (mit Glasprismen). Paschen (52) fand 1901 $c_2 = 1{,}450$; Holborn und Valentiner (29) erhielten (1907) durch Helligkeitsmessungen bei gasthermometrisch bestimmten Temperaturen $c_2 = 1{,}420$. Die neuesten Messungen in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt sind 1913 und 1915 von Warburg, Leithäuser, Hupka und Müller (75, 76) ausgeführt, und zwar nach der Isochromatenmethode zwischen 0,59 und 2,17 μ. Dabei würden alle Korrektionen wegen selektiver Einflüsse der Apparatur und die Reduktion auf das Normalspektrum fortfallen, wenn nicht die Temperaturmessung nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz die Kenntnis der Dispersionskurve verlangen würde. Denn nur die niedrigere Temperatur von 1337° abs. wurde direkt gemessen, die höheren Temperaturen 1675° und 2245° sowohl a) nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz (Gl. 4) als b) nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz (aus der maximalen Energie) berechnet. Dadurch bedingt ein Meßfehler von T_1 nur einen prozentual gleichen Fehler im Wert von c_2, während bei unabhängigen Messungen von T_1 und T_2 der Fehler sich vervielfachen würde. Allerdings ist zur radiometrischen Temperaturmessung die Reduktion auf das Normalspektrum, also die genaue Kenntnis der Dispersionskurve, nämlich des Wertes $\frac{dn}{d\lambda}$, erforderlich. Bei Zerlegung mit Flußspatprismen zeigt sich eine Abhängigkeit der Konstanten c_2 von der Wellenlänge, die vermutlich auf kleinen Fehlern der Dispersionskurve beruht. Mit Quarzprismen folgt im ganzen

Wellenlängen- und Temperaturbereich $c_2 = \text{const} =$ a) 1,4250, b) 1,430 bzw. 1,440, je nachdem die Dispersionskurve von Carvallo[1]) oder von Paschen[2]) verwendet wird. Die geplante Neubestimmung der Dispersion ist noch nicht veröffentlicht. Als Endwert werde

$$c_2 = 1{,}430 \text{ cm} \cdot \text{grad}$$

gesetzt in Übereinstimmung mit dem Wert, den Nernst (50) aus den Messungen der Reichsanstalt im Gültigkeitsbereich des Wienschen Strahlungsgesetzes berechnet (vgl. oben S. 99). Die Fehlergrenze dieses Wertes beträgt etwa 2 Promille. Nernst unterzieht hier auch die Messungen der Isothermen von Coblentz (7) (1914) einer scharfen Kritik, auf Grund deren er dem dort mit einer Genauigkeit von $^1/_3$ Promille (!) angegebenen Endwert $\lambda_m \cdot T = 0{,}2911 \pm 0{,}0001$ trotz der ungeheuren Zahl von Messungen kein Vertrauen schenkt. Auch gegen die von Coblentz im Jahre 1916 (7a) mitgeteilte Neuberechnung seiner Messungen, die zu $\lambda_m \cdot T = 0{,}2890$ führt, erhebt Nernst triftige Einwände. Andererseits gibt Birge (4) 1919 in einer kurzen Mitteilung über den „wahrscheinlichsten Wert der Planckschen Konstanten h" den aus Coblentzs Messungen berechneten Wert $c_2 = \lambda_m \cdot T \cdot 4{,}965 = 1{,}433$ als einzigen und derzeit genauesten dieser Strahlungskonstante an mit den Fehlergrenzen $\pm 0{,}0025$. Schließlich ist noch eine Arbeit von Mendenhall (44) zu nennen, bei der mit dem optischen Pyrometer bei $\lambda = 0{,}6501\ \mu$ $c_2 = 1{,}440$ gefunden wurde.

Zur Berechnung von h aus $c_2 = \frac{c \cdot h}{k}$ ist die Kenntnis der Boltzmannschen Entropiekonstante k erforderlich. Werden die zusammengehörigen Werte von Druck, Volumen und Temperatur eines Grammmoleküls eines beliebigen Gases mit P_0, V_0 und T bezeichnet, ferner mit R_0 die allgemeine Gaskonstante, mit L (nach Loschmidt) die Zahl der Moleküle im Mol (oder der Atome im Grammatom), mit F die elektromagnetisch gemessene Äquivalentladung, mit e die elektrostatisch gemessene Elektronenladung, so ist bekanntlich:

$$R_0 = \frac{P_0 V_0}{T},$$

$$k = \frac{R_0}{L},$$

$$L = \frac{F \cdot c}{e} = \frac{1}{m_H}.$$

---

1) E. Carvallo, Compt. rend. **126**, 728, 1898.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. **35**, 1005, 1911.

Hierbei ist m_H nicht die Masse des wirklichen, sondern die des als Einheit des Atomgewichts angenommenen Wasserstoffatoms. Die Masse des wirklichen Wasserstoffatoms ist 1,0077 (vgl. S. 141) mal so groß. Um unabhängig von etwaigen Unsicherheiten in der Messung der Elektronenladung zu sein, werde zunächst entsprechend den Überlegungen von Flamm (14)

$$\frac{h}{e} = \frac{k}{e} \cdot \frac{c_2}{c}$$

berechnet. Dabei werde gesetzt:

$$c_2 = 1,430 \pm 0,003,$$

$$c = 3,000 \cdot 10^{10} \quad \text{und} \quad \frac{k}{e} = \frac{R_0}{F \cdot c} = 2,8724 \cdot 10^{-7},$$

nämlich

$$R_0 = \frac{P_0 V_0}{T} = \frac{1013300 \cdot 22412}{273,11} = 8,315 \cdot 10^7$$

(vgl. Kohlrausch, Praktische Physik 1914, S. 444), und

$$F = \frac{107,88}{0,01118} = 9649,4.$$

So folgt[1])

$$\frac{h}{e} = (1,369 \pm 0,003) \cdot 10^{-17}$$

und mit Millikans (48)

$$e = (4,774 \pm 0,005) \cdot 10^{-10},$$

$$k = 1,371 \cdot 10^{-16} \quad \text{und} \quad h = (6,540 \pm 0,02) \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec},$$

also mit einer Genauigkeit von 3 Promille, falls Millikans Wert wirklich die Genauigkeit von 1 Promille besitzt.

1b) Nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz.

Die von verschiedenen Beobachtern gefundenen Werte für die Konstante $\sigma = \frac{ac}{4}$ des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes (Gl. 4b, S. 98) weichen beträchtlich voneinander ab, wie folgende Tabelle zeigt:

Kurlbaum (36) (1898)	$5,45 \cdot 10^{-5}$ erg $\cdot$ cm^{-2} sec^{-1} grad^{-4}
Bauer u. Moulin (2) (1909)	5,7
Valentiner (72) (1910)	5,58
Fery u. Drecq (15) (1912)	6,2
Shakespear (61) (1912)	5,67
Puccianti (56) (1912)	6,05

1) Flamm setzt: $P_0 = 1013700$.

Westphal (78) (1913)	$5{,}57 \cdot 10^{-5}$ erg · cm^{-2} sec^{-1} grad^{-4}
Keene (35) (1913)	5,89
Sonvico[1]) (1914)	5,69
Gerlach (25) (1916)	5,85
Coblentz (8) (1917)	5,72
Kahanowicz[2]) (34)	5,61

Eine kritische Besprechung der verschiedenen Methoden und Ergebnisse findet sich bei Gerlach (26) in diesem Jahrbuch 1918, so daß sich ein weiteres Eingehen auf diese Frage erübrigt. Der letzte Wert von Coblentz ist zitiert nach Birge (4) und soll eine Genauigkeit von 2 Promille haben. Gerlach dagegen kommt auf Grund einer sorgfältigen Kritik der absoluten Strahlungsmessungen zu dem Ergebnis, daß eine größere Genauigkeit als 1 bis $1\frac{1}{2}$ Proz. mit den bisher verwandten Hilfsmitteln nicht erreichbar, und daß nach dem heutigen Stand der Forschung σ zu rund $5{,}8 \cdot 10^{-5}$ anzunehmen sei[2]). Da h der 3. Wurzel aus σ umgekehrt proportional ist (Gl. 4, s. a. unten), besitzt der so berechnete Wert höchstens eine Genauigkeit von 0,3 bis 0,5 Proz. Mit $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^{-5}$ folgt aus der Gl. (4c) zunächst

$$\frac{h}{e^{4/3}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^5\left(\frac{k}{e}\right)^4}{15c^2 \cdot \sigma}} = (1{,}747 \pm 0{,}007) \cdot 10^{-14},$$

und mit Millikans Wert der Elementarladung

$$e = (4{,}774 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-10},$$

ergibt sich

$$h = 6{,}518 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-27}.$$

Mit $\sigma = 5{,}75 \cdot 10^{-5}$ würde $h = 6{,}537 \cdot 10^{-27}$ folgen.

Mit der Modifikation der Planckschen Formel nach Nernst und Wulf (50) folgt aus Gerlachs Wert von σ $h = 6{,}57$ bis 6,68, wenn die möglichen Fehler in σ ($\pm$ 1,5 Proz.) und die vorläufige Unsicherheit in der Korrektion von Nernst und Wulf berücksichtigt werden; h liegt aber sicher zwischen 6,52 und 6,56 (s. S. 143/4). Mithin sprechen die vorliegenden Messungen von σ nicht für die genannte Korrektion.

---

1) Nach mündlicher Mitteilung von Prof. Rubens, in dessen Institut die Messung (die auch Millikan zitiert) ausgeführt wurde.

2) Nach eigenen und den letzten Messungen von Coblentz (8) korrigiert Gerlach (26) den Wert von Kahanowicz auf 5,73. Als Gesamtmittel der besten σ-Werte berechnet er $5{,}76 \pm 0{,}07$.

Aus kombinierten Messungen von $c_2 = 1{,}430$ und $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^{-5}$ folgen nach Planck gleichzeitig die beiden universellen Konstanten

$$h = \frac{\sigma c_2{}^4}{12 \pi a c^2} = 6{,}605 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{erg} \cdot \mathrm{sec}$$

und

$$k = \frac{\sigma c_2{}^3}{12 \pi a \cdot c} = 1{,}385 \cdot 10^{-16}\ \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{grad}};$$

doch besitzen die so berechneten Werte von h und k wegen der hohen Potenz von c_2 und der Unsicherheit von σ nur eine Genauigkeit von etwa 1—2 Proz.

2. Nach der Quantengleichung.

a) Aus dem lichtelektrischen Effekt.

Die Einsteinsche Gleichung (s. S. 107)

$$\frac{1}{2} m v^2 = e \cdot V_a = h \cdot \nu - P \tag{9}$$

drückt unmittelbar den krassen Gegensatz zwischen der klassischen Vorstellung der Energieumwandlung und der Quantentheorie aus: nicht die Intensität der Strahlung, sondern ihre Schwingungszahl soll die Energie der ausgelösten Elektronen bestimmen. Diese grundlegende Tatsache wurde im Jahre 1902 von Lenard (38) entdeckt und ist neuerdings von Millikan (45) bestätigt worden, wobei den von Pohl und Pringsheim (Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 974, 1912) gegen die ersten Messungen Millikans mit entgegengesetztem Ergebnis (daselbst S. 720) erhobenen Einwänden Rechnung getragen wurde: kräftige Funkenentladungen ergaben die gleichen Elektronengeschwindigkeiten wie ein Lichtbogen der gleichen Wellenlänge, wobei der im einzelnen Augenblick wirkende Höchstwert der Energie im ersten Fall etwa 1000 mal so groß war wie im zweiten. Die quantitative Forderung der Einsteinschen Gleichung geht aber bedeutend weiter: zu jeder auf ein Metall auffallenden Schwingungszahl ν soll eine bestimmte maximale Elektronengeschwindigkeit gehören, deren Voltwert in linearem Zusammenhang mit der Schwingungszahl steht. Die Voltgeschwindigkeit V_a, mit der die Elektronen die bestrahlte Platte verlassen, unterscheidet sich von der den Elektronen durch die Strahlung erteilten Geschwindigkeit um die für das Metall charakteristische „Austrittsarbeit" P, die sich nach den Auseinandersetzungen auf S. 106 aus der Abtrennungsarbeit P_A und der Oberflächenenergie Po zusammensetzt. Die zwischen der bestrahlten Platte und dem gegenüberstehenden Faradayzylinder

äußerlich anzulegende Spannung V_0 schließlich, die gerade imstande ist, die schnellsten Elektronen zurückzuhalten, ist von V_a noch um das Kontaktpotential K zwischen den beiden Oberflächen unterschieden, das von gleicher Größenordnung wie V_0 ist[1]):

$$V_a = V_0 + K = \frac{h}{e} \cdot \nu - \frac{P_A + P_0}{e}. \qquad (9a)$$

Zur Bestimmung von h muß also die Spannung V_0, bei der der Strom zwischen Platte und Zylinder Null wird, bei verschiedenen Schwingungszahlen ν unter im übrigen konstanten Bedingungen, d. h. vor allem konstanten Werten der Oberflächenenergie und des Kontaktpotentials, gemessen werden. Die Einsteinsche Gleichung verlangt dann, daß die so gewonnene V_0-ν-Kurve eine Gerade ist, deren Neigung unabhängig vom untersuchten Metall die Berechnung des Verhältnisses $\frac{h}{e}$ erlaubt.

Diese Beziehung ist seit den ersten Messungen von E. Ladenburg (37), die wegen eines zu kleinen Geschwindigkeitsbereiches keine Entscheidung brachten, Gegenstand vieler Untersuchungen gewesen. Die betreffenden Arbeiten von Hull (31), Richardson und Compton (59) und von Hughes (30) zeigen die großen Schwierigkeiten, die einer zuverlässigen Prüfung der Einsteinschen Gleichung bei lichtelektrischen Versuchen entgegenstehen; sie sind zwar qualitativ mit dieser linearen Beziehung zwischen V und ν im Einklang, führen jedoch nicht zu einer Bestimmung des Planckschen h. Sie sind überdies von Pohl und Pringsheim[2]), Hallwachs[3]), Ramsauer (57) und von Millikan (46) ausführlich besprochen worden, so daß das Gesagte an dieser Stelle genügt.

Im Gegensatz sowohl zu den älteren Untersuchungen als zu den späteren von Millikan und seinen Schülern (s. w. u.) scheinen Versuche Ramsauers zu stehen (veröffentlicht 1914), der aus seinen langjährigen, sorgfältigen Messungen der magnetisch ausgesonderten Geschwindigkeit lichtelektrischer Elektronen an Zink, Messing, Gold und Kohle im Wellenlängenbereich zwischen 334 und 186 $\mu\mu$ den Schluß zog, daß eine Höchstgeschwindigkeit gar nicht existiere[4]). Die von der be-

---

1) Vgl. Lenard (38), sowie Millikan (47) und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 606, 1919.

2) Pohl u. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen, Sammlung Vieweg, Heft 1, 1914.

3) Handbuch der Radiologie, Bd. III, 1916 (besonders § 23).

4) Vgl. auch die Kritik Millikans (47) und die Antikritik Ramsauers (57a).

strahlten Metallfläche diffus ausgehenden Elektronen werden durch geeignete Magnetfelder H abgebogen und durch Blenden gezwungen, einen Kreis von bestimmtem mittleren Radius r zu beschreiben, so daß nur Elektronen von der Geschwindigkeit $v = \frac{m}{e} \cdot r \cdot H$ den auffangenden Faradaykäfig erreichen, der mit einem Elektrometer verbunden ist. Durch Veränderung des Magnetfeldes H erhält man nacheinander die Elektronenmengen, die eine bestimmte Geschwindigkeit besitzen; d. h. man erhält unmittelbar die gesuchte Verteilungskurve der Elektronengeschwindigkeiten. Die so gewonnenen Kurven besitzen bei einem für die Schwingungszahl des erregenden Lichtes charakteristischen Wert des Magnetfeldes ein Maximum und einen flachen, vermutlich asymptotischen An- und Abstieg (vgl. Ann. **45**, 983, 1914; Fig. 5—7), während bei Existenz einer bestimmten Höchstgeschwindigkeit die Kurven geradlinig auf die Abszissenachse zulaufen müßten, um diese scharf zu schneiden (vgl. die unten folgenden Fig. 1, 2 und 4). Andererseits ist die Form der Verteilungskurve bei den untersuchten Metallen[1]) gleich und unabhängig von der Schwingungszahl, und die Lage des jeweiligen Höchstwertes des lichtelektrischen Stromes, also die Voltgeschwindigkeit der in maximaler Menge auftretenden Elektronen, ist eine lineare Funktion der Schwingungszahl; es besteht also zwischen dieser Geschwindigkeit und der Schwingungszahl eine Beziehung von der Form der Einsteinschen Gleichung; der hieraus berechnete Wert von h fällt aber merklich zu klein aus. Auf die übrigen wichtigen Ergebnisse Ramsauers bezüglich der Geschwindigkeitsverteilung usw. einzugehen, ist hier nicht der Platz, da sie mit der Bestimmung von h nichts zu tun haben.

Was nun den Unterschied der Ramsauerschen Ergebnisse gegenüber den Versuchen von Millikan und von Hennings und Kadesch (28) (s. w. u.) betrifft, so ist vielleicht die Verschiedenheit der Versuchsanordnung und der Empfindlichkeit die Ursache (vgl. Gerlach[2])). Ramsauer erhält infolge der „spektralen“ Zerlegung der Geschwindigkeiten im Magnetfeld auch im Maximum relativ geringe Ausschläge seines Elektrometers, so daß ihm die in geringer Menge auftretenden schnellsten Elektronen entgehen; die amerikanischen Forscher dagegen arbeiten mit einer außerordentlich empfindlichen Versuchsanordnung (Millikans

---

1) Bei Kohle verlaufen die Kurven merklich anders wie bei den Metallen.

2) Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **1**, 28, 1920.

Sättigungsströme geben bis 20000 Skalenteile Ausschlag), so daß sie auch für die wenigen Elektronen der nahezu größten Geschwindigkeit noch meßbare Werte bekommen.

Bei den Versuchen **Millikans** (46) aus dem Jahre 1916 wird an Natrium- und Lithiumflächen der lichtelektrische Strom zwischen den bestrahlten Flächen und einem gegenüberstehenden Faradaykäfig als Funktion der an die Flächen angelegten Spannung gemessen. (Aufnahme der Stromspannungs- oder Verteilungskurve oder Isochromate.) Eindeutige Ergebnisse erforderten eine große Zahl von Vorsichtsmaßregeln[1]: 1. Vermeiden von falschem (zu kurzwelligem) Licht durch Verwenden von Filtern, die alle kurzwelligeren Strahlen als die untersuchte Wellenlänge absorbieren, so daß die gemessene Höchstgeschwindigkeit wirklich dieser Wellenlänge entspricht. 2. Unempfindlichkeit des

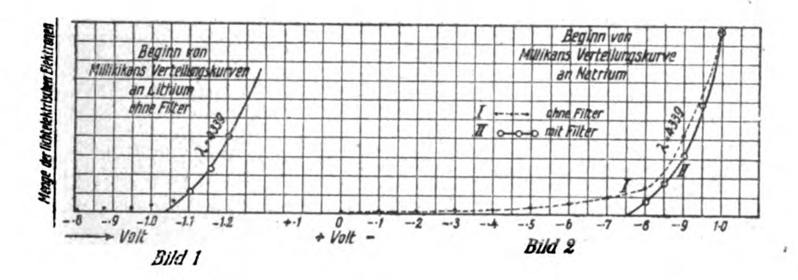


Bild 1

Bild 2

die Elektronen auffangenden Faradaykäfigs gegen die betreffende Wellenlänge, so daß reflektiertes Licht an den Metallteilen des Käfigs keine Elektronen auslöst, die die aufgenommene Strommspannungskurve naturgemäß fälschen würden. 3. Möglichst große lichtelektrische Ströme bei der Sättigung, so daß die Stromkurve vom Haltepotential an, das gerade die schnellsten Elektronen zurückhält und dem Strom Null entspricht, rasch ansteigt (vgl. Bild 1 und 2). Diese Bilder stellen ebenso wie Bild 4 natürlich nur den allerersten Teil der Verteilungskurven dar; die Sättigungsströme waren 75 bis 500 mal so groß als die hier bei Bestimmung der Höchstgeschwindigkeit erhaltenen Ströme. 4. Gleichzeitige Messung des Kontaktpotentials zwischen bestrahlter Elektrode und dem Metall des auffangenden Käfigs und seiner Abhängigkeit von der Zeit. Da es von gleicher Größenordnung ist wie die Haltepotentiale, muß es während der Messung mit verschiedenen Wellenlängen konstant sein.

1) Vgl. hierzu auch die Messung der lichtelektrischen Erstenergien von G. A. **Dima**, Phys. Ztschr. **16**, 94, 1915 (mitgeteilt von W. **Hallwachs**).

5. Herstellung frischer Metalloberflächen durch Schaben im Vakuum, weil das Kontaktpotential sich nach der Herstellung frischer Oberflächen mit der Zeit ändert[1]). 6. Genügend großes Wellenlängenintervall, um die Geradlinigkeit der V_0-ν-Kurve zu prüfen und ihre Neigung sicher zu messen.

Die so erhaltenen Stromspannungskurven verlaufen bei Anwendung all dieser Vorsichtsmaßregeln in der Tat nahezu geradlinig gegen die Voltachse und liefern eine zu jeder Schwingungszahl eindeutig festgelegte Höchstgeschwindigkeit der erzeugten Elektronen. Für die h-Bestimmung werden allerdings die Lichtfilter fortgelassen (vgl. Vorsichtsmaßregel 1), da sie den Gesamtstrom und dadurch die Sicherheit des Schnittpunktes der Kurve mit der V-Achse zu sehr verringern. Infolgedessen zeigen die Kurven tatsächlich „Schwänze" (= asympto-

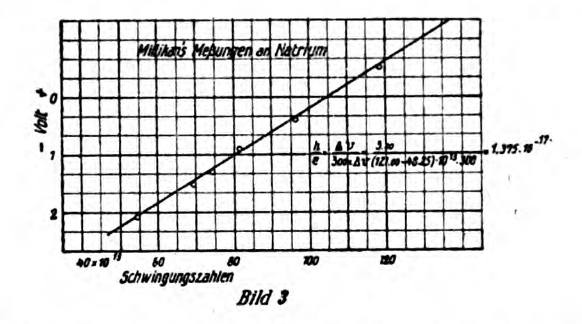


Bild 3

tischer Verlauf gegen die V-Achse), die durch klare Oberflächen möglichst verringert — und dann auf Grund der Erfahrungen mit Filtern abgeschnitten werden. (Vgl. Bild 1 und 2, die Ausschläge unter 3 mm werden fortgelassen.) Wie groß die dadurch entstehende Unsicherheit des Schnittpunktes ist, ist aus den Angaben bei Natrium, deren Ergebnisse Millikan als die genaueren bezeichnet, nicht zu entnehmen[2]). Aus den Messungen an Lithium, bei denen die „abgeschnittenen Schwänze" mitgezeichnet sind, folgt eine Unsicherheit des Wertes der Höchstgeschwindigkeit von weniger als 0,05 Volt. Die so bestimmten Höchstenergien (in Volt) liegen in ihrer Abhängigkeit von der Schwingungszahl ν in der Tat scharf auf einer Geraden (vgl. Bild 3). Die Neigung

1) Auf die durch Kontaktpotentiale bewirkten Fehler bei lichtelektrischen Messungen haben W. Hallwachs und P. Lenard seit langem hingewiesen, vgl. N. J. van der Bijl, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 330, 1913.

2) Die auftretenden „Schwänze" sind nur in dem in Bild 2 dargestellten Fall, bei allen andern untersuchten Wellenlängen aber nicht angegeben.

dieser Geraden $\frac{\varDelta V}{\varDelta \nu}$ liefert unabhängig vom Kontaktpotential, falls dieses bei verschiedenen Wellenlängen, also zu verschiedenen Zeiten, denselben Wert hat(?) — und unabhängig von der „Austrittsarbeit“ P der Einsteinschen Gleichung das Verhältnis $\frac{h}{e}$. Die größten gemessenen Spannungsunterschiede $\varDelta V$ betragen 3 bzw. 2 Volt, so daß das Ergebnis etwas genauer als 2 Proz. ist. Millikan gibt für die h-Bestimmung an Na eine wohl zu große Genauigkeit von $^1/_2$ Proz. an. Das Ergebnis ist bei Natrium:

$$\frac{h}{e} = 1{,}376 \cdot 10^{-17},$$

bei Lithium:

$$\frac{h}{e} = 1{,}379 \cdot 10^{-17},$$

so daß mit Millikans $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ folgt:

$$h = 6{,}569 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec} \quad \text{bzw.} \quad h = 6{,}584 \cdot 10^{-27}.$$

In Übereinstimmung mit Millikans Ergebnissen stehen die Untersuchungen von Hennings und Kadesch (28) an den „gewöhnlichen“ Metallen Cu, Sn, Fe, Zn, Al und Mg. Mit ähnlichen Versuchsanordnungen wie Millikan (beschrieben bei Hennings, Phys. Rev. 4, 228, 1914) und bei Anwendung derselben Vorsichtsmaßregeln[1]) finden sie im Gegensatz zu Ramsauer (57) auch an diesen Metallen ausgesprochene Höchstgeschwindigkeiten: Die Stromspannungskurven setzen bei allen untersuchten Wellenlängen zwischen 2302 und 3652 Å bei einem auf etwa 0,02 Volt bestimmbaren Potential scharf ein[2]), um rasch anzusteigen. (Vgl. Bild 4a und 4b, in denen die Ströme nur wenige Prozent des Sättigungsstromes betragen.) Jedoch verschieben sich die Grenzpotentiale allmählich nach kleineren Werten, anscheinend infolge verzögernder Oberflächenschichten, so daß sich die „Austrittsarbeit“ P der

1) Hervorzuheben ist besonders die lichtelektrische Unempfindlichkeit des der bestrahlten Platte gegenüberstehenden geschwärzten Drahtnetzes, das die Innenwand des auffangenden Faradayzylinders bedeckte, im untersuchten Wellenlängenbereich, so daß reflektiertes oder „falsches“ Licht keine Störungen bewirkt.

2) Zur Verschärfung des Einsatzes und zur genauen Bestimmung des Schnittes der Kurve mit der Potentialachse werden Lichtfilter verwendet, die kürzerwelliges Licht abschneiden.

Einsteinschen Gleichung ändert [1]). (Die Verf. machen dabei die plausible Annahme, daß diese sich neu bildende oder verschwindende Gasschicht zwar für das erregende Licht durchlässig ist, aber die Geschwindigkeit der durchtretenden Elektronen verzögert; außerdem kann sich auch das Kontaktpotential des Faradayzylinders ändern.) Deshalb werden

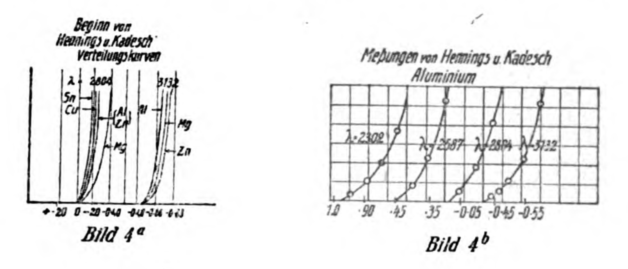


Bild 4^a Bild 4^b

die Messungen möglichst bald nach der im Vakuum erfolgenden Herstellung frischer Oberflächen ausgeführt. Die so erhaltenen Kurven setzen bei gleicher Wellenlänge bei den verschiedenen Metallen beim gleichen Grenzpotential ein (die Unterschiede liegen unter 0,03 Volt [2])), dann

1) Vgl. den von G. Wiedmann und W. Hallwachs (Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 107, 1914), R. Pohl und P. Pringsheim (daselbst S. 336), von K. Fredenhagen (Phys. Ztschr. **15**, 65, 1914) und von H. Küstner (Ann. d. Phys. [4] **46**, 893, 1915) untersuchten Einfluß von Gasresten auf den lichtelektrischen Effekt, und die Schlüsse, die E. Marx aus diesen Versuchen im Handb. d. Radiologie **3**, 565ff., 1916 (Nachtrag zu Hallwachs' Artikel über den lichtelektrischen Effekt) im Zusammenhang mit den neueren Untersuchungen über die Wirkung von Raumladungen beim Richardsoneffekt zieht.

2) Nach der etwas modifizierten Einsteinschen Gleichung (9a) (vgl. S. 117) ist im allgemeinen für zwei verschiedene Metalloberflächen bei gleicher wirksamer Lichtfrequenz

$$e\{(V_0' - V_0'') + (K' - K'')\} = P'' - P' = h(\nu_0'' - \nu_0'), \qquad (9b)$$

wenn ν_0 die unterste lichtelektrisch wirksame Schwingungszahl ist, bei der gerade keine Elektronen mehr die Platte verlassen. Ist nun die zur Bremsung der schnellsten Elektronen erforderliche, äußerlich anzulegende Spannung V_0 für zwei Metalle gleich, so entsteht die zweite von Einstein (13) aufgestellte lichtelektrische Beziehung:

$$K' - K'' = \frac{h}{e}(\nu_0'' - \nu_0') = K_{12} \qquad (9c)$$

gleich der Voltadifferenz der zwei Metalle. Die Voraussetzung für ihre quantitative Gültigkeit ist also die Übereinstimmung der Grenzpotentiale V_0 für verschiedene Metalle. Sie ist nach Hennings und Kadesch (s. o.) für die Metalle *Al*, *Mg*, *Zn*, *Sn*, *Fe* und *Cu* nahezu streng erfüllt. Anderer-

gehen sie fächerartig entsprechend der verschiedenen Austrittsarbeit auseinander (vgl. Fig. 4a). Allerdings beträgt die Verschiebung der

---

seits gilt sie nach Millikan (46) sowie nach Kadesch (Phys. Rev. **3**, 367, 1914) für die Alkalimetalle *Li*, *Na* und *K* anscheinend nicht genau, da sich bei diesen die Grenzpotentiale um mehrere Zehntel Volt unterscheiden. Allerdings ändern sich diese Potentiale bei den Alkalimetallen besonders rasch und stark. Trotzdem ist daraus wohl nicht zu schließen, daß bei diesen brauchbare Metalloberflächen überhaupt nicht herstellbar sind, weil sonst die Ergebnisse Millikans nicht verständlich wären. Nun folgt aus Gleichung (9b) durch Zerlegung der Austrittsarbeit P in die Summe aus Abtrennungsarbeit P_A und Oberflächenenergie P_O (die vermutlich durch die verzögernde Wirkung der elektrischen Doppelschicht an der Oberfläche auch des reinen Metalles gegen Gas entsteht), (vgl. oben S. 106 und S. 116)

$$e\{(V_0' - V_0'') + (K' - K'')\} = P'' - P' = (P_A'' - P_A') + (P_O'' - P_O'). \quad (9\text{d})$$

Nach Einsteins Theorie des Kontaktpotentials (13) hat dieses seine Ursache in den an der Grenze Metall—Gasraum entstehenden Spannungsunterschieden, also ist

$$e(K' - K'') = P_O'' - P_O', \quad (9\text{e})$$

wenigstens so lange P_O lediglich auf Rechnung der elektrischen Doppelschicht zu setzen ist und nicht daneben eine anderweitig verzögernde Wirkung der Oberfläche enthält. Unter dieser Voraussetzung folgt mithin aus (9d) und (9e)

$$e(V_0' - V_0'') = P_A'' - P_A',$$

d. h. die Grenzpotentiale an solchen Metalloberflächen unterscheiden sich bei verschiedenen Metallen um ebensoviel wie die Abtrennungsarbeiten der optisch auslösbaren Elektronen vom Atom. Die Übereinstimmung dieser Potentiale bei den oben genannten Metallen zeigt, daß bei ihnen die Abtrennungsarbeiten bis auf 0,03 Volt gleich sind, und das legt die Vermutung nahe, daß sie bei diesen Metallen überhaupt nahezu Null sind. Bei den Alkalimetallen dagegen würde aus den merklichen Unterschieden ihrer Grenzpotentiale ein endlicher Wert für die Abtrennungsarbeit, also ein grundsätzlicher Unterschied ihres Atombaues gegen die andern einwertigen Metalle folgen. Dieser Schluß ist freilich nicht sicher, er wird aber durch die Existenz des selektiven Photoeffektes gerade bei den Alkalimetallen, sowie durch den Unterschied der Kristallstruktur zwischen ihnen und den andern einwertigen Metallen bestätigt: diese (*Cu*, *Ag*, *Au*, ebenso wie *Al*, *Ni*, *Pb*, *Th*) besitzen nach der Röntgendiagnose flächenzentrierte kubische Gitter, während die Alkalimetalle raumzentrische Symmetrie zeigen. (H. Bragg, Phil. Mag. **28**, 355, 1914; L. Vegard, Phil. Mag. **31**, 83; **32**, 65, 1916; P. Debye u. P. Scherrer, Phys. Ztschr. **17**, 277, 1916; **18**, 291, 1917; **19**, 23, 1918; A. W. Hull, Phys. Rev. **10**, 661, 1917; Helge Bohlin, Ann. d. Phys. (4) **61**, 421, 1920.) Nach Haber (Verh. d. D. phys. Ges. **13**, 1117, 1911; Pr. Ak. d. Wiss. 506 u. 990, 1919) und Stark (diese Ztschr. **9**, 188, 1912) kann man die Valenzelektronen in flächenzentrischen Gittern als selbständige Bestandteile des Gitters ansehen, indem sie zwischen den Metallatomen wie *Cl*-ionen zwischen den *Na*-ionen im *NaCl*-Gitter an-

Grenzpotentiale nach den veröffentlichten Kurven im allgemeinen nahezu 0,1 Volt in 4 Tagen, bei *Mg* bis 0,1 Volt in $1^1/_2$ Stunden (je nach der Wellenlänge), und die Lichtempfindlichkeit der Metalloberflächen ändert sich kurz nach der Herstellung zunächst sehr stark (teils zu-, teils abnehmend), so daß i. a. $^1/_4$ bis 1 Stunde bis zur Aufnahme der Verteilungskurve gewartet werden muß. Hierin liegt entschieden eine gewisse Willkür, die die Sicherheit der gewonnenen h-Werte ver-

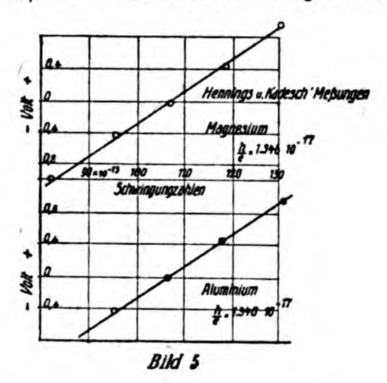


Bild 5

ringert. Die angegebenen Grenzpotentiale liegen auf einer geraden Linie (vgl. Bild 5), aus deren Neigung die Verfasser für *Mg*:

$$h = 6{,}45 \cdot 10^{-27},$$

für *Al*:

$$h = 6{,}41 \cdot 10^{-27}$$

berechnen (z. B. geben die Verfasser bei *Mg* an:

für $\lambda = 2302$:

$$V = +\,0{,}98 \text{ Volt},$$

für $\lambda = 3652$:

$$V = -\,0{,}965 \text{ Volt};$$

---

geordnet zu denken sind. Dann würden sie, wie gelegentlich J. Franck ausgesprochen hat, zwischen den Metallionen „schweben" (etwa um ihre Gitterpunkte rotierend), ohne daß sie an ein bestimmtes Metallatom gebunden sind. Im raumzentrischen Gitter ist eine entsprechende Anordnung nicht möglich (vgl. Haber, a. a. O.); hier müßten die Valenzelektronen, also ähnlich wie im Gaszustand noch um ihr Mutteratom rotieren, so daß eine wesentlich größere Abtrennungsarbeit erforderlich wäre. Eine solche Vorstellung entspricht auch der Größe der Atomvolumina der betreffenden Metalle, läßt aber das Problem der elektrischen Leitfähigkeit noch ganz unberührt (vgl. den Vortrag des Berichterstatters über „Atombau und periodisches System" auf der Bunsengesellschaft 1920, Zeitschrift für Elektrochemie **26**, 262—274, 1920).

also

$$\frac{h}{e} = \frac{\Delta V}{300 \cdot \Delta \nu} = \frac{1{,}945 \cdot 10^{-15}}{300 \cdot 0{,}4817} = 1{,}346 \cdot 10^{-17};$$

$$h = 6{,}425 \cdot 10^{-27}).$$

Die anderen Metalle liefern innerhalb der Beobachtungsfehler die gleichen Ergebnisse. Da die gemessenen Punkte nicht exakt in eine Gerade fallen, ist die Bestimmung der Neigung mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Deshalb wurde die Neigung von zwei anderen Beobachtern kontrolliert, die nicht wußten, was die V- und die ν-Werte bedeuten; sie maßen 6,30 bis 6,42 bei *Mg* und 6,38 bis 6,52 bei *Al*. Übrigens bezeichnen die Verfasser ihre Messungen als weniger genau als die Millikans, da das untersuchte Wellenlängengebiet kleiner und die lichtelektrischen Ströme geringer seien.

Schließlich sind noch Messungen von Sabine (60) zu nennen, der an *Zn*, *Cd* und *Cu* bis herunter zu 1250 Å (mit Vakuumspektrograph) beobachtet und für h die Werte 6,70 (an *Zn*), 6,57 (an *Cd*) und 6,68 (an *Cu*) erhält; der *Cd*-Wert wird als bester bezeichnet.

Zusammenfassend kann mithin den lichtelektrischen Bestimmungen von h nicht die Genauigkeit der anderen Methoden zugesprochen werden.

2b) Aus Messung der Resonanz- und Ionisierungsspannung.

Die Meßmethoden der Resonanz- und Ionisierungsspannung sind im Anschluß an die Untersuchungen Lenards (38) und v. Baeyers (1) durch die grundlegenden Arbeiten von Franck und Hertz (20, 21) ausgearbeitet und während des Krieges von Bergen Davis und Goucher (10), Tate (68), Foote (69) und anderen (16, 17, 18, 19) (Literatur im Bericht von Franck und Hertz (23)) in einzelnen Punkten verbessert worden. Das Prinzip der Versuchsanordnungen ist das folgende: Die an einem Glühdraht P erzeugten Elektronen (vgl. Bild 6 nach Franck und Knipping (24)), die durch genau gemessene Spannung zwischen Glühdraht und einem ihn zylindrisch umgebenden Drahtnetz D_1 beschleunigt werden, treten durch das Drahtnetz hindurch, werden aber, bevor sie den Auffangzylinder Z erreichen, durch geeignete Gegenfelder zwischen D_1 und Z wieder zurückgetrieben (betr. des 2. Drahtnetzes D_2, das zunächst mit Z verbunden zu denken ist, vgl. w. u.). So können die Elektronen den mit einem Elektrometer oder Galvanometer verbundenen Auffangzylinder nicht erreichen, und das Meßinstrument bleibt solange stromlos, bis die Elektronen genügend Energie erhalten haben, um durch „unelastische" Stöße ihre Energie an die

getroffenen Atome abzugeben und so positive Ionen zu erzeugen, die vom negativ geladenen Zylinder angezogen, diesen aufladen. Bei der den unelastischen Zusammenstößen entsprechenden Spannung entsteht

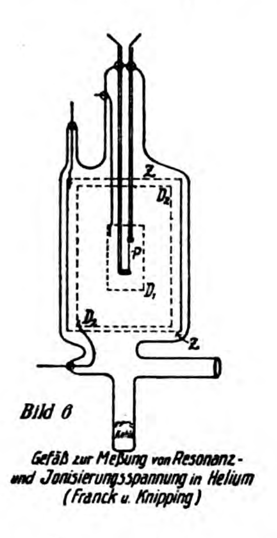


Bild 6

Gefäß zur Meßung von Resonanz- und Jonisierungsspannung in Helium (Franck u. Knipping)

also plötzlich ein Strom, und zwar ist bei geeigneter Versuchsanordnung der Anstieg äußerst scharf und erlaubt, die betreffende Spannung eventuell bis auf 1 Proz. zu messen (vgl. Bild 7 nach Franck und Knipping (24), Messungen an Helium). Die den plötzlichen Strom-

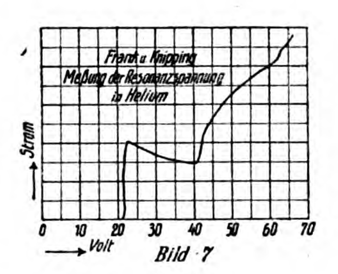


Bild 7

anstieg bewirkenden neuen Elektrizitätsträger entstehen entweder wirklich infolge unmittelbarer Ionisation durch Elektronenstoß — vollständige Abtrennung des Elektrons vom Atom — (Ionisierungsspannung), oder aber schon vor Erreichung der Ionisierungsspannung durch einen lichtelektrischen Effekt, erzeugt an Spuren verunreinigender Gase bzw.

am Auffangzylinder[1]) von der durch den ersten unelastischen Stoß der Elektronen hervorgerufenen Lichtstrahlung („Resonanzstrahlung“ vgl. S. 108/9); letztere Möglichkeit wurde zuerst von Bohr (6b) und van der Bijl (3) vermutet, von Bergen Davis und Goucher (10) experimentell erwiesen. Die dem ersten Knick der Stromspannungskurve entsprechende Spannung ist also die Resonanzspannung. Bei weiterer Steigerung der die Elektronen am Glühdraht P beschleunigenden Spannung kann der doppelte und dreifache Wert der Resonanzspannung durch weitere Knicke der Kurve gemessen werden: Die Elektronen werden nach dem ersten unelastischen Zusammenstoß vor Erreichen des Netzes D_1 von neuem beschleunigt und nach dem Austritt aus D_1 wieder durch Gegenfelder verhindert, die Auffangelektrode zu erreichen[2]); der Strom ändert sich also nach dem ersten plötzlichen Anstieg bei der Resonanzspannung in einem gewissen Spannungsbereich nur wenig, steigt aber beim doppelten Wert der Resonanzspannung wieder plötzlich an usw. (Vgl. Bild 7. Die Kurve steigt hier zum erstenmal bei 21 Volt an, der zweite steile Anstieg liegt bei 41,5, der dritte bei 62,2 Volt. Die Unterschiede sind 20,3 und 20,7 Volt, mit einem Mittel von 20,5 Volt.) Die Unterschiede der aufeinanderfolgenden Knicke der Kurve geben einen weit genaueren Wert der Resonanzspannung als der erste Anstieg, weil dieser durch die Anfangsgeschwindigkeit der stoßenden Elektronen (infolge des Spannungsgefälles auf dem Glühdraht), durch Polarisationsschichten usw. beträchtlich verschoben sein kann. Durch Veränderung der Abstände zwischen Draht, Netz und Zylinder, durch Anbringen eines zweiten Netzes unmittelbar vor dem Zylinder (D_2 in Bild 6), das gegen ihn wiederum eine gewisse Potentialdifferenz erhält[3]), und durch Veränderung des Gas-

1) In diesem Falle verlassen negative Elektronen den negativ geladenen Zylinder und bewirken auf diese Weise den Stromanstieg.

2) Dabei wird das Entstehen des der wirklichen Ionisation entsprechenden Stoßes vermieden, indem der Gasdruck im Verhältnis zur beschleunigenden Spannung so hoch und damit die freie Weglänge so klein gewählt werden, daß die Elektronen die zur Erreichung der Ionisierungsspannung nötige Strecke nicht frei durchlaufen können, sondern schon vorher den der Resonanzspannung entsprechenden unelastischen Zusammenstoß erleiden.

3) Das 2. Drahtnetz D_2 (vgl. Bild 6) wird nach Bergen Davis und Goucher (10a, 10b) angewandt, um zu untersuchen, ob die Zusammenstöße wahre Ionisation oder nur Resonanzstrahlung erzeugen; der durch letztere hervorgerufene lichtelektrische Effekt löst am Zylinder oder an den Netzen Elektronen aus, die durch geeignete schwache Spannungen festgehalten werden können.

druckes lassen sich die Versuchsbedingungen und die erhaltenen Stromkurven stark verändern (vgl. Franck und Hertz (22), sowie Franck und Knipping (24)). Bei hohem Gasdruck und kleinen Feldstärken erhalten die Elektronen nicht auf einmal, sondern nur unter vielfachen elastischen Zusammenstößen die zu einem unelastischen Stoß erforderliche Energie. Auf einem freien Weg erhalten sie stets nur einen kleinen Zuwachs an Energie, so daß ihre Energie die erste übertragbare Energieschwelle V_1 höchstens ein wenig überschreitet. So erhält man nur die Spannung V_1 des ersten unelastischen Stoßes. Bei niedrigem Gasdruck und geeigneter Feldstärke andererseits durchfallen die Elektronen auf einem Weg ohne Zusammenstöße die beschleunigende Spannung; hier kann man alle den möglichen unelasti-

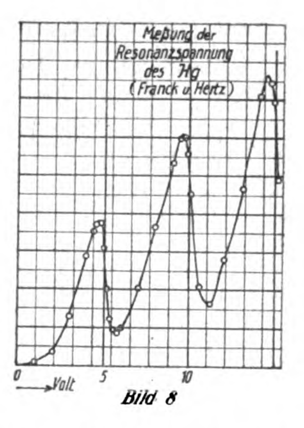


Bild 8

schen Stößen entsprechenden Spannungen finden. Außer der genannten Resonanzspannung erhält man so auch die wirkliche Ionisierungsspannung zur Abtrennung eines Elektrons, sowie auch die Spannungen, bei denen dem Atom mehr als ein Elektron entrissen wird (Franck und Knipping (24)).

Bei den zur Bestimmung von h wichtigsten Messungen an *Hg*, *Zn*, *Cd* und den Alkalidämpfen, bei denen das Resonanzpotential relativ niedrig liegt (vgl. Tafel I), wird meist nach dem Vorgang von Franck und Hertz (20) nur eine geringe verzögernde (konstante) Spannung zwischen dem Auffangzylinder Z und dem einen dicht vor ihm angebrachten Netz D angelegt. Wenn die beschleunigende Spannung der vom Glühdraht ausgesandten Elektronen gleich bzw. wenig größer als die verzögernde geworden ist, fängt der am Zylinder gemessene negative Strom an zu steigen (vgl. Bild 8 und 9, die die Messungen

von Franck und Hertz (20) am *Hg*-Dampf, bzw. von Foote, Rognley und Mohler (19) am *Rb*-Dampf darstellen). Ist die Spannung so groß geworden, daß die Geschwindigkeit der Elektronen dicht am Netz dem ersten unelastischen Stoß entspricht, so verlieren sie ihre Energie und können nicht mehr gegen die verzögernde Spannung anlaufen, der (negative) Strom an Z sinkt plötzlich[1]); im Fall des *Hg*-Dampfes (Bild 8) ist die Stromabnahme in der Tat scharf definiert, so daß eine genaue Bestimmung des kritischen Spannungswertes erfolgen kann; bei den auf höhere Temperatur erhitzten und stark positiven Metalldämpfen wie *Rb* (Bild 9) sind die Knicke weit weniger ausgeprägt und infolgedessen die Messungen viel ungenauer. Bei weiterer Steigerung der beschleunigenden Spannung rückt die Stelle, an der unelastische Stöße

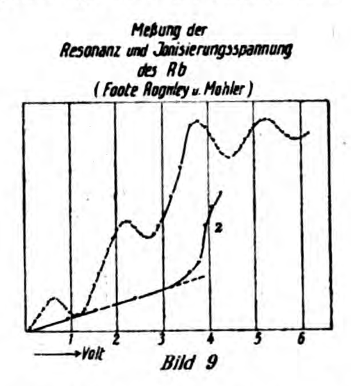


Bild 9

entstehen, näher an den Glühdraht, die nach dem Stoß vorhandenen Elektronen durchlaufen bis zum Drahtnetz wieder eine gewisse Spannung und können den Auffangzylinder erreichen, sobald sie größer als die konstante verzögernde Spannung zwischen D und Z geworden ist, so daß der Strom wieder ansteigt. Bei Erreichen des doppelten und dreifachen Wertes der Resonanzspannung wiederholt sich das plötzliche Sinken des Stromes, so daß die Unterschiede der mehr oder weniger scharfen Knicke oder anderer entsprechender Punkte der Kurve wieder den genauen Wert des Resonanzpotentials liefern (z. B. in Bild 8 für *Hg*: 4,8 bis 5,0; in Bild 9, Kurve 1 für *Rb*: 1,45, 1,6, 1,45).

1) Auch die durch die erzeugte Lichtstrahlung am Netz oder durch einen lichtelektrischen Effekt an Verunreinigungen im Gas hervorgerufenen negativen Träger können den negativ geladenen Zylinder Z nicht erreichen, und die positiven Träger im Gas bzw. die den Zylinder infolge des lichtelektrischen Effektes verlassenden Elektronen müssen den am Zylinder gemessenen negativen Strom schwächen.

Die Ionisierungsspannung schließlich wird in diesen Fällen meist durch Messung des „Gesamtstromes" zwischen Draht P und Netz D gewonnen (ohne verzögernde Spannung), der einen plötzlichen Anstieg zeigt, wenn durch wirkliche Ionisation neue Elektrizitätsträger entstehen. Zu dem entsprechenden Potential muß die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen (in Volt) hinzugezählt werden (s. o. S. 127), die gleich dem Unterschied zwischen Resonanzspannung und dem Punkt ist, der dem ersten unelastischen Stoß entspricht. (Einzelheiten siehe Tate und Foote (69, 70, 71), sowie Foote, Rognley und Mohler (19), z. B. Bild 9, Kurve 2: Ionisierungsspannung $= 3{,}0 + 1{,}2 = 4{,}2$ Volt.)

Daß bei den so definierten Grenzspannungen V die der Quantengleichung

$$e \cdot V = h \cdot \nu \tag{5}$$

entsprechende Lichtstrahlung der Schwingungszahl ν plötzlich einsetzt, ist von Franck und Hertz (21) an Quecksilberdampf gezeigt worden: bei 6 Volt ist die Resonanzlinie 2536 Å deutlich sichtbar (photographisch durch Expositionen von 1—2 Stunden nachgewiesen), bei 4 Volt zeigt sich keine Andeutung der Linie [1]. Sie ist die bekannte Absorptionslinie des unerregten Hg-Dampfes und ist nach Paschen (52a) als eine Kombinationslinie anzusehen, gemäß der Formel:

$$\frac{1}{\lambda} = (1{,}5,\ S) - (2,\ p_2); \quad \left(\frac{10^5}{2536} = 84177 - 44766\right).$$

Bergen Davis und Goucher (10) sowie viele andere Forscher haben die Beobachtung des Auftretens dieser Resonanzlinie bestätigt. Richardson und Bazzoni (58) haben außerdem aus der durch magnetische Abbiegung gemessenen Elektronengeschwindigkeit lichtelektrisch die kurzwellige Grenze der Emission des mit der Ionisierungsspannung von 10 Volt erregten Quecksilberdampfes zwischen 1200 und 1000 Å festgestellt; die Grenzlinie der Serie ist 1188 Å $\left(\frac{1}{\lambda} = (1{,}5,\ S) = 84177\right)$, der genaue Wert der Ionisierungsspannung 10,38 Volt [2]. Dem Hg genau entsprechend verhalten sich die Dämpfe von Kadmium und Zink,

1) Die Frage, ob bei der Grenzspannung von 5 Volt nicht auch bereits andere Linien auftreten, ist experimentell bisher nicht entschieden (vgl. Stark (67)), dagegen ist kürzlich die Existenz eines solchen Einlinienspektrums bei Caesium durch Foote und Meggers nachgewiesen (Phil. Mag. **40**, 20, 1920).

2) Dieser Wert entstammt einer noch nicht veröffentlichten und auf Veranlassung von Herrn J. Franck im K. W. J. f. phys. Ch. ausgeführten Dissertation von Herrn Einsporn und besitzt eine Genauigkeit von mindestens 5 Promille (vgl. Ztschr. f. Phys. 2, 18, 1920).

die Linien: $\frac{1}{\lambda} = (1,5, S) - (2, p_2)$, die von Paschen (52a) gemessen wurden, sind die Resonanzlinien, deren Auftreten von Mc Lennan und seinen Mitarbeitern (41, 42) bei der Resonanzspannung tatsächlich nachgewiesen wurde. Der erwartete Zusammenhang zwischen Ionisierungsspannung und der Grenzlinie $\frac{1}{\lambda} = (1,5, S)$ (s. wieder Paschen a. a. O.) ist experimentell insoweit geprüft, als das Auftreten des gesamten Spektrums bei oder dicht oberhalb der betreffenden Spannung beobachtet worden ist [1]). Am vollständigsten ist die Alkalireihe untersucht (Tate (68), Foote und Mohler (19, 69, 70)). Hier entsprechen die Resonanzspannungen den ersten Gliedern der Hauptserie

$$\left(\frac{1}{\lambda} = (1,5, s) - (2, p)\right),$$

die die Absorptionslinien des unerregten Dampfes sind [2]) (wie auch Lenard (39) aus seinen Beobachtungen an Flammen die Hauptserien dem neutralen, d. h. unerregten Atom zuspricht), und zwar, wie Foote und Mohler (18) vermuten, die kürzerwelligen der Dubletts, also z. B. bei *Na* die D_2-Linie $\lambda = 5890$ Å: an Thalliumdampf nämlich, bei dem die betreffenden Linien weit getrennt liegen (11513 und 13014 Å), finden sie nur die der ersteren entsprechende Resonanzspannung 1,07 Volt, dagegen keine Andeutung eines Knickes in der Stromspannungskurve bei der Spannung 0,95 Volt, die der längerwelligen Linie entsprechen würde.

Den Ionisierungsspannungen dieser Dämpfe, die ebenfalls von Tate, Foote und Mohler gemessen wurden, werden nach dem oben Gesagten die Grenzlinien dieser Serie $\left(\nu = \frac{1}{\lambda} = (1,5, s)\right)$ zugeordnet. Mittelst der Quantengleichung (5) erhält man somit aus den Ionisierungsspannungen und den optisch äußerst genau bekannten Wellenlängen die Größe h.

Die auf diese Weise aus 10 Resonanz- und 8 Ionisierungsmessungen berechneten Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Prä-

1) Vgl. Fußnote 1 auf S. 130.

2) Wood beobachtet noch unter 1 Volt Klemmenspannung das Auftreten der D-Linien (während die Resonanzspannung nach Tate und Foote 2,5 Volt beträgt), wobei aber noch die unbekannte Anfangsgeschwindigkeit der an einem Glühdraht erzeugten Elektronen zu berücksichtigen ist. Ähnliche Versuche von Foote und Mohler (16) zeigten, daß beide D-Linien gleichzeitig bei 0,8 Volt entstehen (wobei wieder die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen unbekannt war), und daß bei 5,2 Volt außerdem die 2. Nebenserie sichtbar wird, ein Beweis für die hier einsetzende Ionisation.

Tabelle I.

Resonanz- und Ionisierungsspannungen.

Element	λ_R (1,5, *S*) — (2, *p*)	V_R	λ_J (1,5, *S*)	V_J	h_R	h_J
Mg	4571	2,65 [1])	1622	7,75 [1])	6,425	6,67
Zn	3076	4,1 [4])	1320	9,5 [4])	6,69	6,65
Cd	3261	3,88 [2])	1379	8,9 [2])	6,71	6,52
Hg	2536	4,90 [3])	1188	10,38 [6])	6,59	6,54
Hg	1849	6,7 [3])			6,57	
Tl	11513	1,07 [1])	?	7,3 [1])	6,53	
Na	5890	2,12 [4])	2413	5,13 [4])	6,62	6,57
K	7665	1,55 [4])	2857	4,1 [4])	6,30	6,21
Rb	7800	1,6 [5])	2968	4,1 [5])	6,62	6,45
Cs	8521	1,48 [5])	3184	3,9 [5])	6,69	6,59
				Mittelwert:	6,575	6,523

Die Wellenlängen sind den Angaben von Dunz, Dissert. Tübingen 1911, bzw. F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **35**, 871, 1911 entnommen, die Spannungen den folgenden Untersuchungen:

1) Foote und Mohler (18).

2) Tate und Foote (70, 71).

3) Franck und Hertz (20), Tate (68), Davis und Goucher (10a) u. a.

4) Tate und Foote (70).

5) Foote, Rognley und Mohler (19).

6) Noch nicht veröffentlichte Berliner Dissertation von Einsporn (vgl. Anm. 2, S. 130).

zisionsmessungen, die zweifellos möglich, sind dem Berichterstatter bisher (März 1920) nicht bekannt geworden, sind aber von Franck sowie von Foote und Mohler geplant. Die vorliegenden Ergebnisse, die vielfach durch die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen, Polarisationsschichten, verunreinigende Gase usw. beeinflußt sind, liefern nur bei Quecksilberdampf eine Genauigkeit von weniger als 1 Proz.[1]). Die Mittelwerte betragen[2]):

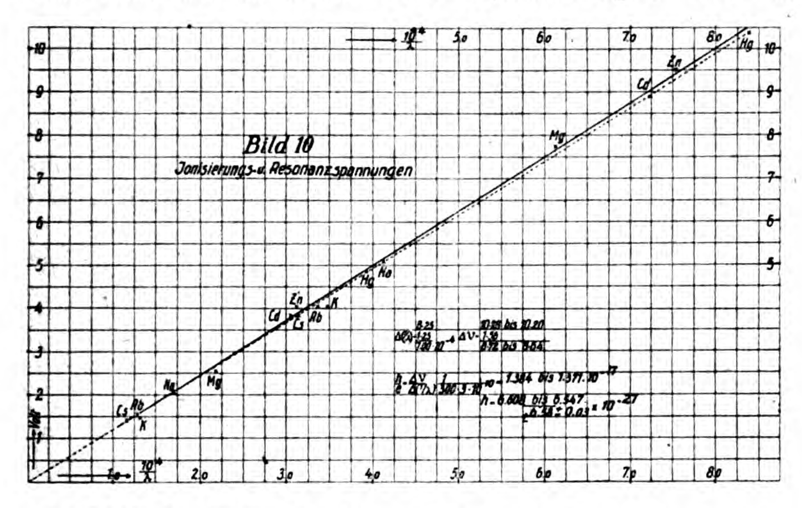
1) Die kleinen Resonanzspannungen von *K*, *Rb* und *Cs* sind naturgemäß weit weniger genau; das Resonanzpotential des *Hg* dagegen wird von Tate (Phys. Rev. **7**, 606, 1916) zu $4{,}90 \pm 0{,}02$, also auf 4 Promille angegeben. Der entsprechende Wert von *h* ist $6{,}59 \pm 0{,}03$. Der Ionisationsspannung $10{,}38 \pm 0{,}05$ (vgl. oben) entspricht $6{,}54 \pm 0{,}03$.

2) Eine genaue Fehlerberechnung der Mittelwerte ist nicht möglich, zumal systematische Fehler wie Kontaktpotential in einigen Fällen nicht ausgeschlossen sind.

$$\left.\begin{array}{l} h_R = 6{,}575 \cdot 10^{-27} \\ h_J = 6{,}523 \cdot 10^{-27} \end{array}\right\} \text{bzw. ohne die stark abweichenden Werte des } K: \left\{\begin{array}{l} h_R = 6{,}60_5 \\ h_J = 6{,}56_7 . \end{array}\right.$$

Das Verhältnis $\frac{h}{e} = 1{,}379$ bzw. $1{,}369 \cdot 10^{-17}$ ist wieder unabhängig von der Unsicherheit in e.

Etwas andere Werte erhält man durch zeichnerische Darstellung der V-ν-Werte (vgl. Bild 10). Je nach der Bewertung der einzelnen Punkte kann man die Gerade etwas verschieden legen. Wenn sie



genau durch den Nullpunkt geht, gemäß der Quantengleichung, liefert ihre Neigung

$$\frac{h}{e} = 1{,}378 \cdot 10^{-17} \quad \text{und} \quad h = 6{,}58 \cdot 10^{-27}.$$

Die Unsicherheit beträgt etwa drei Einheiten der letzten Stelle.

Schließlich läßt sich noch aus den Messungen der Ionisierungsspannungen des Heliums von Franck und Knipping (24) auf Grund der Bohrschen Theorie h berechnen. Die genannten Verfasser entnehmen ihren Messungen die Werte

$$V_1 = 25{,}4 \pm 0{,}25 \quad \text{bzw.} \quad V_2 = 79{,}5 \pm 0{,}3 \text{ Volt}$$

als die Spannungen, die erforderlich sind, um dem Helium 1 bzw. beide Elektronen zu entreißen[1]. Mithin ist nach Bohr

$$e\,\frac{V_2 - V_1}{300} = 4\,h \cdot c \cdot R_{He},$$

[1] Horton und Davies (Proc. Roy. Soc. 95, 408, 1919) geben für V_1 den nahe übereinstimmenden Wert 25,7 Volt.

wenn R_{He} die Rydbergsche Konstante des Heliums bedeutet (vgl. Teil B3, S. 141). Denn das einfach ionisierte Helium ist genau wasserstoffähnlich und hat die Kernladung 2, also ist die Arbeit zur Abtrennung des Elektrons im wesentlichen viermal so groß als die zur Abtrennung des Elektrons des Wasserstoffes (im wesentlichen heißt: bis auf den Unterschied der beiden Rydbergschen Konstanten). Den Wert von R_{He} erhält man z. B. aus der Heliumlinie (genauer gesagt „Liniengruppe") 4686 nach der Formel (vgl. Sommerfeld, Atombau, S. 351).

$$\frac{1}{4686} = 4 R_{He}\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2}\right).$$

So ergibt sich

$$R_{He} = 109750$$

in genügender Übereinstimmung mit den Berechnungen aus den Präzisionsbestimmungen von Paschen (Teil B3, S. 141), die $R_{He} = 109722{,}14$ liefern. Daraus folgt

$$h = \frac{(V_2 - V_1)\cdot e}{4 R_{He}\cdot c\cdot 300} = (6{,}539 \pm 0{,}03)\, 10^{-27}\ \mathrm{erg}\cdot\mathrm{sec}.$$

2c) Aus der Grenzfrequenz des kontinuierlichen Röntgenspektrums.

Zur Bestimmung von h aus dem Verschiebungsgesetz im kontinuierlichen Röntgenspektrum kommen zwei Methoden zur Verwendung: Bei der ersten mißt man bei konstanter Spannung die spektrale Energieverteilung der erzeugten Röntgenstrahlen mit Röntgenspektrometer und Drehkristall. Diese Arbeitsweise entspricht offenbar der Aufnahme einer Isotherme der schwarzen Strahlung, indem an die Stelle der Strahlungstemperatur hier die erzeugende Spannung tritt. Als Maß der Energie wird entweder die Ionisationswirkung oder die photographische Schwärzung verwendet. Im Gegensatz zur schwarzen Strahlung setzt das kontinuierliche Röntgenspektrum bei einer bestimmten unteren Wellenlänge (Minimumwellenlänge $\lambda_{\min.}$) scharf ein; die mittelst Ionisation gemessene Intensität steigt rasch auf ein Maximum, um nach längeren Wellen allmählich abzufallen (Bild 11a). Wie weit die erhaltenen Kurven der wahren Energieverteilung entsprechen, ist noch nicht bekannt. Zur Bestimmung von h genügt bei bestimmter Spannung die genaue Festlegung von $\lambda_{\min.}$, die auch nach der photographischen Methode möglich ist.

Genauere Werte liefert die zweite Arbeitsweise, die Aufnahme von Isochromaten, gerade wie bei der schwarzen Strahlung: hier mißt man

bei einer festen Stellung der beugenden Kristallplatte des Röntgenspektrometers, also bei einer bestimmten Wellenlänge, die Intensität der Röntgenstrahlen in ihrer Abhängigkeit von der wirksamen Spannung, also von der Geschwindigkeit der die Röntgenstrahlen erzeugenden Elektronen. Die erhaltene Ionisationskurve setzt bei einer bestimmten Spannung (Minimumpotential $V_{\text{min.}}$) scharf ein und steigt geradlinig an (Bild 11 b und 12), während die Isochromaten der schwarzen Strahlung bekanntlich asymptotisch zur Temperaturachse verlaufen. Je kleiner die Wellenlänge der untersuchten Röntgenstrahlen, um so größer

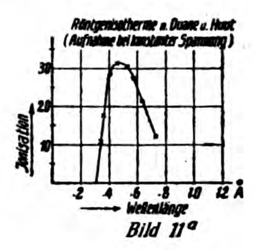


Bild 11ᵃ

ist das Minimumpotential. Das Verschiebungsgesetz nimmt also hier die Gestalt

$$V_{\text{min.}} \cdot \lambda = \text{const.}$$

an. Bedeutet d die Gitterkonstante der benutzten Kristallplatte und φ den Glanzwinkel der reflektierten (abgebeugten) Wellenlänge, so ergibt sich das Verhältnis $\frac{h}{e}$ nach der Gleichung:

$$\frac{h}{e} = V_{\text{min.}} \cdot \frac{2 d \sin \varphi}{c}. \tag{12}$$

Für die genauesten Messungen werden große Batterien von Hochspannungsakkumulatoren verwendet.

Die erste Bestimmung von h mittelst Röntgenstrahlen rührt von Duane und Hunt (12) her, die die exakte Gültigkeit der Quantengleichung (5) für das kontinuierliche Röntgenspektrum entdeckten. In diesem Falle ist die wirklich strenge Gültigkeit der Gleichung als experimentell bewiesen anzusehen, weit genauer als es nach den obigen Auseinandersetzungen bei den lichtelektrischen Erscheinungen bisher gelungen ist. Die Ergebnisse von Duane und Hunt wurden von verschiedenen Seiten im Bereich zwischen $V = 4500$ und 170000 Volt bestätigt (Hull (32), Hull und Rice (33), Webster (77), Ledoux-Lebard und Dauvillier (40), A. Müller (49), F. Dessauer und

Back (11), Blake und Duane (5), Wagner (73)). Die letzten Versuche von Wagner sowie von Blake und Duane zeigen, daß diese Methode für eine Präzisionsmessung von h geeignet ist. In einem Bericht über das kontinuierliche Röntgenspektrum an dieser Stelle hat Wagner (74) kürzlich die Anordnungen und die Durchführung dieser Versuche durch die verschiedenen Forscher in allen Einzelheiten ausführlich besprochen; es sollen deshalb hier nur die bisher erhaltenen besten Ergebnisse in Tabelle II zusammengestellt und die Versuche von Blake und Duane (B. u. D.) etwas eingehender besprochen werden. Denn es ist auffallend, daß der von diesen gefundene Wert von h ($6{,}56 \cdot 10^{-27}$) um 1 Proz. von Wagners Wert ($6{,}49 \cdot 10^{-27}$) abweicht[1]), während die beiderseitigen Fehlergrenzen nur auf 1 bis 2 Promille angegeben werden. Wagner weist bereits auf diesen Unterschied in den Ergebnissen hin; auf eine nähere Diskussion der Messungen von Blake und Duane konnte er allerdings nicht eingehen, da ihm die letzte eingehende Arbeit von B. und D. nicht zugänglich war.

Tabelle II.

Verfasser	Spannung in Kilo-Volt	Kristall	Antikathode	h-Werte	Mittel	$\frac{h}{e^{\frac{4}{3}}}$
Duane und Hunt (12) 1915	25—39	Kalkspat $d = 3{,}03 \cdot 10^{-8}$	W	$(6{,}45$ bis $6{,}55) \cdot 10^{-27}$	6,50	$1{,}742 \cdot 10^{-14}$
Webster (77) 1916	20—40	Kalkspat $d = 3{,}03 \cdot 10^{-8}$	Rh	6,49 bis 6,57	6,53	1,750
Al. Müller (49) 1918	14,6—28	$NaCl$ $d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}$	Cu, Ag, Pb, Pt	6,29 bis 6,74	6,57	1,761
E. Wagner (73) 1918	4,5—10,5	$NaCl$ u. KCl $d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}$	Cu, Pt	6,45 bis 6,52	6,49	1,739
1920		u. $d = 3{,}140 \cdot 10^{-8}$			6,52	1,747
Blake und Duane (5) 1917	40	Kalkspat $d = 3{,}029 \cdot 10^{-8}$	vermutlich W	6,550 bis 6,562	6,557	1,755

1) Vgl. aber Wagners neueste verbesserte Messungen S. 140.

B. u. D. verwandten weit höhere Potentiale als Wagner (40 Kilo-Volt gegen 5 bis 10 Kilo-Volt); deshalb ist bei ihnen ein sorgfältiger Schutz gegen Streustrahlen notwendig. Dazu werden Spektrometer und Ionisationskammer von der Röntgenröhre durch eine dicke Mauer getrennt; nur die als „Kollimatorrohr" dienende Messingröhre mit Spalt verbindet beide Räume. Die entstehenden harten Röntgenstrahlen dringen merklich in den Kristall ein. Infolgedessen weicht die „effektive" Reflexionsebene von der Ebene, die die Drehachse enthält, ein wenig ab, so daß bei der Berechnung des wirksamen Glanzwinkels eine kleine Korrektion (von höchstens 1 Proz.) des gemessenen Winkels erforderlich ist. Ferner bringen B. u. D. bei einigen Messungen eine Korrektion von etwa 1 Proz. des Glanzwinkels dafür an, daß der Drehwinkel der Ionisationskammer bei Veränderung der Wellenlänge nicht ganz genau gleich dem doppelten Drehwinkel des Kristalltisches ist[1]). Schließlich ist noch eine „Spaltkorrektion" von höchstens 2 Proz. des Glanzwinkels erforderlich: infolge der endlichen Breite der Spalte und des Brennfleckes auf der Antikathode setzt die Ionisation bei wachsender Wellenlänge (Aufnahme von Isothermen) beziehungsweise bei wachsender Spannung (Isochromaten) nicht plötzlich scharf, sondern allmählich ein. Dies zeigen die Isochromaten von Bild 11b[2]), [3]). (Die beiden Zweige der Kurven entsprechen symmetrischen Meßreihen.)

Wagner konnte diese „Anfangskrümmung" durch genügend enge

---

1) Diese Störung wurde durch besondere Kontrollmessungen untersucht und beruhte ebenfalls auf dem Eindringen der Röntgenstrahlen in die Kristalloberfläche.

2) Die Abstände der horizontalen Kurven oberhalb der Abszissenachse entsprechen dem natürlichen Spannungsabfall in der Ionisationskammer, vermehrt um die Wirkung der Streustrahlen.

3) Zur Berechnung von h (bzw. des Verhältnisses $\frac{h}{e}$) nach Gleichung (12) sind die Spannungen zu verwenden, bei denen die Ionisation verschwindet. Die erhaltenen Kurven sind jedoch nahe der Abszissenachse abgerundet. Deshalb bestimmten die Verfasser entweder durch Verlängerung der beiden geradlinigen Stücke jeder Kurve bis zu ihrem Schnitt (vgl. die punktierten Linien) das Minimumpotential unter der Annahme, daß dieses Potential den durch die Spaltmitte gegangenen Strahlen entsprach („Extrapolationsmethode"), oder sie schätzten aus der Form der abgerundeten Kurventeile den Punkt, bei dem der Strom tatsächlich verschwindet; dieser Punkt entspricht offenbar den Strahlen, die die Spaltränder streifen. Sie erfordern also zur Berechnung der Wellenlänge, daß der Glanzwinkel um die Hälfte des Öffnungswinkels der Strahlen korrigiert wird (z. B. um 4′ bei einem Glanzwinkel von über 3°).

Spalte vollständig vermeiden und tatsächlich ein plötzliches Einsetzen des Ionisationsstromes beobachten (vgl. Bild 12). Hierauf muß gegen-

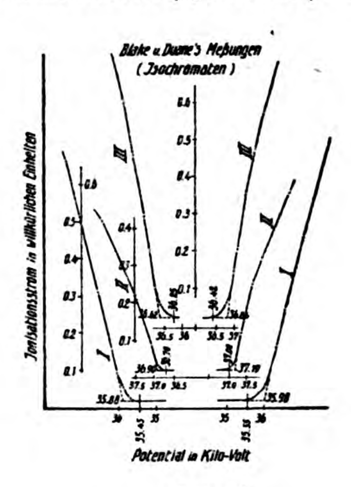


Bild 11[b]

Berechnung der Messungen von Bild 11[b].

	Θ corrig.	V Mittel.	$h \cdot 10^{27}$ durch Extrapol.	$h \cdot 10^{27}$ durch Spaltkorr.
I	3°-15'-21" 3°-17'-48"	35.83 35.50	6.557	6.560
II	3°-9'-23" 3-10-25	37.05 36.85	6.555	(6.556)
III	3 11 1 3 13 5	36.75 36.34	6.555	6.559

$$h = 2\frac{V \cdot e}{C \cdot 300} d \sin \Theta$$

über dem allmählichen Stromanstieg bei den Versuchen von B. u. D. und in **Millikans** lichtelektrischen Kurven (Bild 1 u. 2) besonders hingewiesen werden.

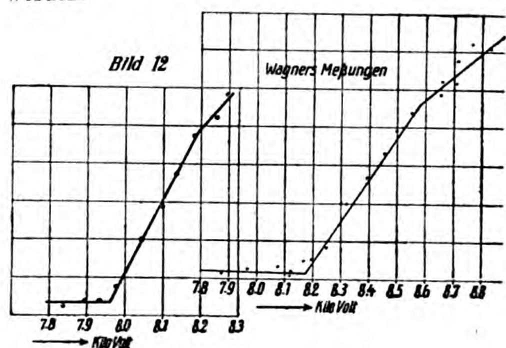


Bild 12

Die aus den Glanzwinkeln berechneten Wellenlängen sind bei B. u. D. weniger sicher als die Werte Wagners; aber die nach verschiedenen Anordnungen ausgeführten Versuche von B. u. D., die sich bezüglich der erforderlichen Korrektionen wesentlich voneinander unterscheiden, liefern Werte von h, die untereinander auf 1 Promille übereinstimmen; dadurch scheint die Zuverlässigkeit der Korrektionen erwiesen. — Wagner andererseits hat eine Reihe überzeugender Kontrollversuche veröffentlicht, die die Exaktheit der Messungen des Glanzwinkels beweisen, und hat schließlich, um von der Messung dieses Winkels ganz unabhängig zu sein, eine Isochromate an der K_α-Linie des Kupfers aufgenommen, deren Wellenlänge aus den Präzisionsversuchen Siegbahns sehr genau bekannt ist[1]).

Die absolute Wellenlängenbestimmung hängt von dem Wert der Gitterkonstante d ab gemäß der Beziehung: $\lambda = 2d \sin\varphi$. Die Konstante d für Kalkspat ist, durch Siegbahns (62) Messungen, auf den Wert für $NaCl$ ($2{,}814 \cdot 10^{-8}$), den Wagner benutzt, bezogen: 3,0294 (B. u. D. rechnen mit 3,028).

Wesentlich verschieden sind bei den beiden Arbeiten die Methoden zur Potentialmessung. Wagner kompensiert vier Hilfsbatterien von 50 Volt direkt mit Normalelementen (bis auf geringe Beträge), eicht mit den in Reihe geschalteten Hilfsbatterien weitere Batterien von 200 Volt und mit diesen seine Batteriekästen von 600 bzw. 1000 Volt; so sind die Gesamtspannungen von 5 bis 10000 Volt bis auf etwa 1 Promille genau bekannt. Hierbei wird also lediglich vorausgesetzt, daß sich elektrostatisch gemessene Teilspannungen von Batterien in Reihenschaltung praktisch addieren. Obwohl diese Voraussetzung ebenso wie verschiedene Einzelheiten besonders geprüft werden, scheint bei der Bedeutung der Messungen und bei der absoluten Genauigkeit der Wellenlängenmessung auch dem Verfasser eine Kontrolle der Spannungsmessung wünschenswert. Blake und Duane eichen ihr Voltmeter (nach Webster und Clark, zwei bewegliche und zwei feste Metallbälle) mit einem Strom, der von der Hochspannungsbatterie durch 894700 Ohm fließt und mit einem kontrollierten Milliampèremeter gemessen wird. Wie der hohe Widerstand bestimmt wird, ist nicht angegeben. Trotz einer regelmäßigen, kleinen Nullpunktsverschiebung des Voltmeters kurz nach Anlegen der Hochspannung scheint die Messung einwandfrei. Die Verfasser schätzen die Meßgenauigkeit auf 1 Promille.

1) Übrigens stimmt diese Wellenlänge mit der aus dem Glanzwinkel der Wagnerschen Versuche berechneten vollständig überein, so daß die Exaktheit auch der anderen Wellenlängenmessungen erwiesen ist.

Nach Abschluß vorliegenden Berichts erhielt der Berichterstatter von Herrn Wagner die mündliche Mitteilung (April 1920, deren Verwertung an dieser Stelle Herr W. freundlichst gestattete), daß er neue h-Bestimmungen nach der früheren Methode, aber mit verbesserten, möglichst sorgfältigen Potentialmessungen ausgeführt habe; diese haben höchst erfreulicherweise den etwas höheren Wert

$$h = 6{,}520 \pm 0{,}02$$

geliefert [1]), der nun mit den besten anderweitigen Messungen gut übereinstimmt (vgl. Tabelle III und Schlußbemerkungen).

Unabhängig von der Ungenauigkeit der e-Messungen ist bei diesen Versuchen das Verhältnis $\frac{h}{e^{\frac{4}{3}}}$, da e mit der 3. Wurzel in die Berechnung der Gitterkonstanten eingeht: $d = \sqrt[3]{\frac{M}{2} \cdot \frac{1}{\delta \cdot L}}$, wobei M das Molekulargewicht des benutzten Kristalls, δ seine Dichte und $L = \frac{F}{e}$ die Loschmidtsche Zahl pro Mol bedeutet [2]).

Die Übereinstimmung der auf diesem Wege gewonnenen h-Werte mit denen nach andern Methoden ist eine wichtige quantitative Bestätigung der Wellenlängenmessung der Röntgenstrahlen und der eben angeführten Formel für die Gitterkonstante der Kristalle.

3. Nach Bohrs Formel der Rydbergschen Konstanten.

Vor der Bohrschen Theorie wußte man, daß die Rydbergsche Zahl keine universelle Konstante ist; doch benutzte man meist den von Rydberg aus den Wellenlängen der Balmerserie für den leeren Raum errechneten Wert 109675 (vgl. Konen: „Das Leuchten der Gase und Dämpfe“, S. 78). Bohrs Theorie lehrt (vgl. S. 110), daß infolge der Mitbewegung des Kerns die Rydbergsche Konstante sich um so mehr von dem universalen Wert bei ruhendem Kern, also unendlich großer Atommasse, unterscheidet, je leichter das betreffende Element ist, indem

$$R_A = R_\infty \left(\frac{1}{1 + \frac{m}{m_A}} \right),$$

1) Herr W. betrachtet seine Messungen noch nicht als abgeschlossen und wird seine Spannungsmessungen nach einer anderen Methode kontrollieren.

2) Diese Formel gilt z. B. für einen Steinsalz- oder Sylvinkristall, wobei d gleich dem Abstand der Alkali- von den Halogenatomen ist.

wo m die Masse des Elektrons, m_A die des Atomkerns des betreffenden Elements ist; also unterscheidet sich gerade die Zahl R_H für Wasserstoff am meisten von R_∞. Die Richtigkeit der Bohrschen Auffassung tritt in der geringen Verschiebung der Balmerlinien des Wasserstoffes (H_α, H_β, ...) gegen die Bohrlinien des Heliums[1]) (He_α, He_β, ...) unmittelbar in die Erscheinung. (Vgl. die Messungen von Paschen (53 a) sowie die Tafel von Sommerfeld, Atombau, S. 257.) Paschen findet auf Grund der Sommerfeldschen Theorie der Feinstruktur aus den Wellenlängenmessungen bzw. -berechnungen der Kreisbahnkomponenten der Wasserstoff- und Heliumlinien[2]) mit Berücksichtigung der Relativitätskorrektion (Gl. 10, S. 110)

$$R_H = 109677{,}691 \pm 0{,}06$$

und

$$R_{He} = 109722{,}144 \pm 0{,}04\,.$$

Zur Berechnung von R_∞ werden noch die Atomgewichte des Wasserstoffes und des Heliums gebraucht:

$M_H = 1{,}0077 \pm 0{,}00013$[3]) und $M_{He} = 4{,}002 \pm 0{,}0017$[4]).

Mit diesen Werten folgt nach den Rechnungen von Flamm (14)

$$\frac{m_H}{m} = \frac{1}{m \cdot L} = 1832{,}8 \pm 3$$

und

$$R_\infty = 109737{,}11 \pm 0{,}06\ ^{5)}.$$

Für die Berechnung von h spielt aber selbst der Unterschied zwischen $R_H = 109675$ und $R_\infty = 109737$ keine Rolle, da R in die 3. Wurzel eingeht, so daß dieser Unterschied nur 0,2 Promille in h ausmacht. Weit größer ist die durch e und $\frac{e}{m}$ bedingte Unsicherheit. Deshalb werde zunächst wieder

1) Die beiden Serien sind darstellbar durch die Formeln:
$\frac{1}{\lambda} = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)$; $m = 3, 4, 5 \ldots$ bzw. $\frac{1}{\lambda} = 4 R_{He}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{(2m)^2}\right)$.

2) Curtis berechnet aus den Balmerlinien mit veränderten Serienformeln den Wert 109678,3.

3) Vgl. F. R. Burt u. E. C. Edgar, Phil. Trans. A **216**, 393, 1916; Morley (Smithon. Contrib. of Knowledge 1895, S. 29) gibt 1,00762, Noyes (J. Amer. Soc. 1907) gibt 1,00787.

4) Nach Heuse, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 518, 1913; der neueste Wert von T. S. Taylor (Phys. Rev. **10**, 653, 1917) ist 4,001, also identisch.

5) Die ein wenig abweichenden Werte von Paschen (1834,7 und 109737,18) sind mit $M_{He} = 3{,}99$ berechnet.

$$\frac{h}{e} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2 e^2}{c^2\left(\frac{e}{m}\right)R_\infty}}$$

(vgl. Flamm), sowie

$$\frac{h}{e^{\frac{5}{3}}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi^2}{c^2\left(\frac{e}{m}\right)R_\infty}}$$

berechnet. Für $\frac{e}{m}$ wird konsequenterweise der aus den gleichen Paschenschen Messungen entnommene Wert:

$$\frac{e}{m} = \frac{F}{M_H} \cdot \frac{m_H}{m} = \frac{9649,4}{1,0077} \cdot 1832,8 = (1,7686 \pm 0,003) \cdot 10^7$$

benutzt. (Paschen gibt 1,7649 mit Benutzung der Zahl 3,99 für das Atomgewicht des Heliums.) Dieser Wert stimmt innerhalb der beiderseitigen Fehlergrenzen mit dem von Neumann[1]) und Cl. Schaefer[2]) aus Ablenkungen der β-Strahlen gefundenen Wert

$$\frac{e}{m} = (1,765 \pm 0,003) \cdot 10^7$$

sowie mit den besten Messungen der Aufspaltungen des Zeemaneffektes (Fortrat[3]) 1,764, Weiß und Cotton[4]) 1,767, Gmelin[5]) 1,771 überein. Der obige Wert besitzt also eine Unsicherheit von höchstens 2 Promille. So ergibt sich

$$\frac{h}{e^{\frac{5}{3}}} = (2,2445 \pm 0,0014) \cdot 10^{-11},$$

und mit Benutzung des Millikanschen e-Wertes, der aber nur in die $^2/_3$. Potenz eingeht:

$$\frac{h}{e} = (1,3710 \pm 0,0014) \cdot 10^{-17}$$

in bester Übereinstimmung mit dem aus den Strahlungsmessungen berechneten Wert. Schließlich folgt, wiederum mit Millikans e,

$$h = (6,545 \pm 0,013) \cdot 10^{-27}.$$

---

1) G. Neumann, Ann. d. Phys. (4) **45**, 529, 1914.
2) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. (4) **49**, 934, 1916.
3) R. Fortrat, C. R. **155**, 1237, 1912.
4) P. Weiß u. A. Cotton, J. d. phys. Juni 1907.
5) P. Gmelin, Ann. d. Phys. (4) **28**, 1079, 1909.

C. Zusammenstellung der h-Werte.

Die nach den verschiedenen Methoden gefundenen besten Werte von h sowie von $\frac{h}{e}$ bzw. $\frac{h}{e^{\frac{4}{3}}}$ sind in der Schlußtabelle zusammengestellt.

Tabelle III.

Zusammenstellung der genauesten h-Bestimmungen nach den verschiedenen Methoden.

	$h \cdot e^{-\frac{4}{3}}$	$h \cdot e^{-1}$	$h \cdot 10^{27}$
1. Aus Strahlungsmessungen:			
a) Isochromaten Warburgs u. seiner Mitarbeiter (75), (76) mit $c_2 = 1{,}430$.		$1{,}369 \cdot 10^{-17}$	$6{,}540 \pm 0{,}02$
b) Stefan-Boltzmannsche Konstante der Gesamtstrahlung $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^{-5}$ (nach Gerlach (26)).	$1{,}747 \cdot 10^{-14}$		$6{,}518 \pm 0{,}03$
2. Aus der Quantengleichung:			
a) Lichtelektrische Messungen Millikans (46) an *Na* u. *Li*		$1{,}378 \cdot 10^{-17}$	6,577
Lichtelektrische Messungen von Hennings und Kadesch (28) an *Mg, Al, Zn, Cu, Fe, Sn*.		$1{,}35 \cdot 10^{-17}$	6,43
b) Resonanz- und Ionisierungsspannungen, Mittelwert aus 16 Werten		$1{,}378 \cdot 10^{-17}$	$6{,}58 \pm 0{,}03$
Ionisierungsspannung d. Heliums (24) u. des Quecksilbers		$1{,}368 \cdot 10^{-17}$	$6{,}54 \pm 0{,}03$
c) Grenzfrequenz d. kontinuierlichen Röntgenspektrums, Wagners Messungen (1920)	$1{,}747 \cdot 10^{-14}$		$6{,}520 \pm 0{,}02$
Blake und Duanes (5) Messungen.	$1{,}755 \cdot 10^{-14}$		$6{,}557 \pm 0{,}013$
3. Aus Bohrs Serienformel:			
Paschens (53 a) Messung der Rydbergkonst. $R_\infty = 109\,737$		$1{,}371 \cdot 10^{-17}$	$6{,}545 \pm 0{,}013$

Die Bildung des Mittels aller Werte hat wenig Zweck, da die Messungen zu ungleich zu bewerten sind. Die Genauigkeit der aus den lichtelektrischen Versuchen berechneten Werte ist jedenfalls vorläufig weit

geringer als die der anderen. Der aus der Bohrschen Formel für die Rydberg-Konstante abgeleitete h-Wert $6{,}545 \cdot 10^{-27}$ sollte auf 2 Promille genau sein (der Wert von $\frac{h}{e}$ sogar auf 1 Promille). Da zur Ableitung der Bohrschen Formel (8) keine speziellen Voraussetzungen erforderlich sind, sondern nur wenige allgemeine Grundannahmen genügen (vgl. theoretischer Teil, S. 104/5), ist an der exakten Gültigkeit dieser Beziehung (8) nicht zu zweifeln, wenn man überhaupt die Quantentheorie gelten lassen will. Dieser Wert von h stimmt ausgezeichnet mit dem aus den Isochromaten der Reichsanstalt berechneten Wert $h = 6{,}540$ überein. Der Wert 6,557 von Blake und Duane aus der Grenzfrequenz der Röntgenspektren liegt 2 Promille höher, Wagners letzter Wert 6,52 knapp 4 Promille tiefer. Die besten Messungen der Ionisierungsspannungen des Heliums (Franck und Knipping) sowie des Quecksilbers (Dissertation von Einsporn) liefern übereinstimmend 6,54. Birge berechnet in der bereits erwähnten kurzen Zusammenstellung mit bemerkenswerter Ignorierung der deutschen Arbeiten als Mittelwert aller Bestimmungen: $h = 6{,}5543 \pm 0{,}0025$; die angegebene Genauigkeit ist zweifellos weit überschätzt. Als sicherster Wert ist heute, wie mir scheint,

$$\boldsymbol{h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{erg \cdot sec}}$$

mit einer Genauigkeit von vielleicht 2 Promille anzusehen, falls mit Millikan die Elektronenladung $e = (4{,}774 \pm 0{,}004) \cdot 10^{-10}$ gesetzt wird[1]). Es ergeben sich dann folgende Werte für die wichtigsten Konstanten, wenn man außer den eben angegebenen Zahlen für h und e die im Laufe des Berichts definierten Konstanten zugrunde legt:

$R_\infty = 109737{,}11$; $R_H = 109677{,}69$; $R_{He} = 109722{,}14$;

$F = \frac{e}{m_H} = 9650 \cdot 3 \cdot 10^{10} = 2{,}8950 \cdot 10^{14}$ C. G. S. (Äquivalentladung);

$R_0 = 8{,}315 \cdot 10^7$ (absolute Gaskonstante);

$A = 4{,}185 \cdot 10^7$ erg (Wärmeäquivalent);

$M_H = 1{,}0077$; $M_{He} = 4{,}002$ (Atomgewichte von H und He);

$\frac{k}{e} = \frac{R_0}{F} = 2{,}872 \cdot 10^{-7}$; $k = 1{,}3711 \cdot 10^{-16}$ erg · grad^{-1};

$\frac{m_H}{m} = 1833$; $\frac{m_{\dot{H}}}{m} = 1848$, wo $\frac{m_{\dot{H}}}{m_H} = M_H = 1{,}0077$ (vgl. Sommerfeld, Atombau S. 150);

1) Leicht zu merken ist der nahe richtige Wert $h = 6{,}543$.

$\frac{e}{m} = 1{,}769 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^{10} = 5{,}307 \cdot 10^{17}$ C. G. S. (el.-st. Einh.);

$m = 8{,}996 \cdot 10^{-27}$; $m_H = 1{,}6490 \cdot 10^{-24}$ (Masse des Elektrons und des H-Atoms);

$L = \frac{1}{m_H} = \frac{F}{e} = \frac{R_0}{k} = 6{,}064 \cdot 10^{23}$ (Loschmidtsche Zahl pro Mol);

$c_2 = \frac{c \cdot h}{k} = 1{,}430$ cm · grad (Konstante des Planckschen Gesetzes);

$\sigma = \left(\frac{\pi k}{e}\right)^4 \frac{\left(\frac{e}{m}\right) R_\infty}{15 \pi e} = 5{,}738 \cdot 10^{-5}$ erg · cm^{-2} · sec^{-1} · grad^{-4} = $5{,}738 \cdot 10^{-12}$ Watt · cm^{-2} · grad^{-4} (vgl. Flamm (14));

$a = \frac{4\sigma}{c} = 7{,}651 \cdot 10^{-15}$ erg · cm^{-3} · grad^{-4} (Konstante der Gesamtstrahlung);

$b = \frac{c \cdot h}{k \cdot 4{,}9651} = 0{,}2885$ cm · grad (Konstante des Verschiebungsgesetzes);

$\alpha = \frac{2\pi \cdot e^2}{h \cdot c} = 7{,}299 \cdot 10^{-3}$ (Sommerfeld-Konstante der Feinstruktur).

$r_1 = \frac{e}{m} \frac{h^2}{4\pi^2 e^3} = 0{,}528 \cdot 10^{-8}$ cm (Radius des ersten Bohrschen Kreises des Wasserstoffatoms).

Ferner beträgt die Arbeit zur Abtrennung eines Elektrons vom Wasserstoffatom:

$$J_H = R_H \cdot h \cdot c = 2{,}152 \cdot 10^{-11} \text{ erg},$$

entsprechend 13,53 Volt oder 312 kg Cal. pro Mol, schließlich der universelle Teil der chemischen Konstanten [1])

$$C_0 = \lg \frac{(2\pi)^{3/2} \cdot k^{5/2}}{L^{3/2} \cdot h^3 \cdot 1{,}013 \cdot 10^6} = -1{,}587.$$

1) Vgl. Nernst, Grundlagen des neuen Wärmesatzes, 1918, S. 152 ff.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, den 15. Mai 1920.

(Eingegangen 18. Mai 1920.)

Die astronomischen Prüfungsmöglichkeiten der Relativitätstheorie.

Von **K. F. Bottlinger.**

Für die Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie bieten sich auf astronomischem Wege drei Möglichkeiten. 1. die Krümmung der Lichtstrahlen im Schwerefeld, 2. die Perihelbewegung der Planetenbahnen, 3. die Verschiebung der Spektrallinien von Lichtquellen, die sich in hohem Schwerepotential befinden, nach größeren Wellenlängen.

1. Einsteins Gravitationstheorie erfordert für einen den Sonnenrand streifenden Lichtstrahl eine Ablenkung von 1,75 Bogensekunden. Bei totalen Sonnenfinsternissen haben wir also die Möglichkeit, eine Abstoßung der Sternbilder von der Sonne zu messen. Diese Ablenkung ist von den zwei englischen Expeditionen unter Eddington und Crommelin bei der Finsternis 29. Mai 1919 untersucht und scheinbar bestätigt worden.

Es sei hier einiges über die mögliche Genauigkeit astrophotographischer Messungen vorausgeschickt. Die volle Ablenkung von 1",75 können wir nicht erfassen, da die nächste Umgebung der Sonne von der Korona erfüllt ist, deren Licht die Sternbilder überdeckt. Die größte Nähe, in der wir prinzipiell werden messen können, ist etwas weniger als der doppelte Sonnenradius. Da die Größe der Ablenkung dem Abstand vom Sonnenmittelpunkt reziprok ist, haben wir also 1",0 Bogensekunden als meßbare Maximalablenkung zu gewärtigen. Unter normalen Umständen ist dies eine leicht meßbare Größe, denn man kann auf photographischem Wege Parallaxen bis zu 0",1 zuverlässig bestimmen, wobei allerdings zu bemerken ist, daß die gemessene Verschiebung die doppelte ist, nämlich 0",2, und daß eine größere Reihe von Aufnahmen nötig ist, um diese Genauigkeit zu erreichen. Parallaxen unter 0",1 sind im allgemeinen unzuverlässig und solche unter 0",03 eigentlich illusorisch.

Die Photographie von Sonnenfinsternissen ist zwar nichts Neues, aber es hat sich dabei noch niemals um Präzisionsmessungen dieser Art gehandelt. Tagaufnahmen werden unter ganz anderen Bedingungen gemacht. Temperaturänderungen, die gerade bei Sonnenfinsternissen sehr heftig sind, können das Objektiv und damit das Bildfeld in unerwarteter Weise verzerren, so daß man von astronomischer Seite bezüglich der Nachweisbarkeit so kleiner Effekte von Anfang an höchst skeptisch sein mußte.

Die beiden Sonnenfinsternisexpeditionen [1]) haben wesentlich weniger Material mitgebracht, als beabsichtigt war. Jede Expedition hatte ein astrographisches Objektiv von etwa 35 cm Öffnung und 3,5 m Brennweite mitgenommen. Eddington befand sich mit diesem Instrument auf der Insel Principe nahe der afrikanischen Küste, während Crommelin und Davidson in Sobral in Nordbrasilien ihre Instrumente aufgestellt hatten. Außer dem astrographischen Objektiv besaßen sie noch eine 4 Zoll-(10 cm)Linse mit einer Brennweite von nahezu 6 m. Während in Principe infolge starker Bewölkung nur drei einigermaßen brauchbare Platten mit je fünf Sternen erzielt wurden, das Resultat der Expedition also nahezu ganz vereitelt wurde, konnten in Sobral mit dem Vierzöller sieben gute Platten mit je sieben Sternen gewonnen werden. Auf diesen sieben Platten beruht eigentlich das ganze Material. Die Aufnahmen mit dem Astrographen in Sobral sind leider mißlungen, indem aus unbekannten Gründen der Fokus zur Zeit der Aufnahme nicht stimmte, während er später ohne vorgenommene Korrektion wieder richtig war. Infolgedessen sind 16 sonst gute Platten, die ein ausgezeichnetes Material hätten liefern können, durch Unschärfe der Bilder wertlos geworden.

Die Instrumente der beiden Expeditionen waren nicht parallaktisch montiert, d. h. an einer nach dem Himmelspol weisenden, durch ein Uhrwerk angetriebenen Achse befestigt, wie das bei den in Observatorien dauernd aufgestellten der Fall ist, sondern sie standen fest und das Licht wurde durch einen Zölostaten in das Objektiv geworfen. Der Zölostat wurde natürlich durch ein Uhrwerk angetrieben. Derartige Aufstellungen waren bisher bei Finsternisexpeditionen üblich und für die damals vorliegenden Probleme war nichts gegen diese Vermehrung des optischen Apparates einzuwenden. Hier aber bedeutet sie eine beträchtliche Vermehrung der Fehlerquellen. Dies ist in der Veröffentlichung der englischen Expedition auch anerkannt worden und darauf hingewiesen, daß bei künftigen Untersuchungen der Zölostat auf alle Fälle auszuschalten sei. Durch Benutzung des Zölostaten auftretende Fehler wurden in Sobral allerdings nach Möglichkeit eliminiert, indem etwa zwei Monate später bei etwa gleicher Zenitdistanz in genau entsprechender Weise sieben Nachtaufnahmen derselben Sterngruppe gewonnen wurden. Außerdem wurde eine Platte mit nach unten ge-

---

1) A determination of the deflection of light by the suns gravitational field, from observations made at the total eclips of may 29 1919. Dyson, Eddington, Davidson. Philos. Transact. Royal Society of London 1920.

kehrter Schicht, also durch das Glas aufgenommen. Diese sogenannte Skalenplatte diente nur dazu, die Finsternisplatten mit den Vergleichsplatten auf bequeme Weise in Verbindung zu bringen. Die Skalenplatte wurde nacheinander mit den Finsternis- wie Vergleichsplatten Schicht auf Schicht gelegt, derart, daß die entsprechenden Sternbilder sich nahezu deckten und im Meßapparat nur kleine Differenzen gemessen werden mußten. Etwaige Verzeichnungen auf der Skalenplatte mußten sich also völlig herausheben und es ist gegen dieses Verfahren gewiß nichts einzuwenden.

Die Platten wurden in zwei rechtwinkligen Koordinaten x und y vermessen. x ist die Rektaszensions-, y die Deklinationsrichtung. Für die erhaltenen Unterschiede zwischen Finsternis- und Vergleichsplatten wurden für jeden Stern folgende zwei Gleichungen aufgestellt und nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen.

$$\Delta x = ax + by + c + \alpha E_x$$
$$\Delta y = dx + ey + f + \alpha E_y$$

c und f bedeuten Verschiebung des Plattenmittelpunktes, Nullpunktskorrektion, a und e Verschiedenheit des Skalenwertes bei Finsternis- und Vergleichsplatten, d. h. Änderungen der Brennweite, b und d Drehung der Platten gegeneinander und αE_x bzw. αE_y die gesuchte Gravitationsverschiebung, wobei α die Verschiebung in dem als Entfernungseinheit angenommenen Abstand von $50'$ vom Sonnenmittelpunkt ist. Es ergibt sich hieraus $\alpha = 0'',625$ oder auf den Sonnenrand reduziert $1'',98$, was sehr gut mit dem von Einstein vorausgesagten Wert von $1'',75$ übereinstimmt. Vergleichen wir die beobachteten Verschiebungen für die einzelnen Sterne gesondert mit den berechneten, so ergibt sich ebenfalls eine auffallend gute Übereinstimmung.

Stern.	Verschiebung in Rektaszension		Verschiebung in Deklination	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
11	$-0'',19$	$-0'',32$	$+0'',16$	$+0'',02$
5	$-0,29$	$-0,31$	$-0,46$	$-0,43$
4	$-0,11$	$-0,10$	$+0,83$	$+0,74$
3	$-0,20$	$-0,12$	$+1,00$	$+0,87$
6	$+0,10$	$+0,04$	$+0,57$	$+0,40$
10	$-0,08$	$+0,09$	$+0,35$	$+0,32$
2	$+0,95$	$+0,85$	$-0,27$	$-0,09$

Wer nicht mit den Schwierigkeiten der astronomischen Messungen vertraut ist, könnte hierin leicht bereits eine zweifelsfreie Bestätigung

des Einstein-Effektes erblicken, zumal auch die anderen mehr oder weniger mißglückten Aufnahmen an den beiden Astrographen einen derartigen Effekt zeigen. Die Aufnahmen von Sobral konnten nur in Deklination ausgemessen werden und ergaben als Verschiebung am Sonnenrand 0″,93, die von Principe 1″,61, letztere also eine ebensogute Näherung wie die Resultate am Vierzöller.

Indessen kann die Übereinstimmung noch eine zufällige sein, denn bei raschen Temperaturänderungen können Zölostatenspiegel wie Linsen leicht deformiert sein und auf diese Weise eine Verzerrung des Bildfeldes hervorrufen, die den Gravitationseffekt vortäuscht. Die unerklärte Änderung der Fokallänge am Astrographen in Sobral gemahnt zu solcher Vorsicht.

In Principe hatte man aus technischen Gründen den Zeitpunkt zu den Vergleichsaufnahmen nicht abwarten und somit die durch Gebrauch des Zölostaten hervorgerufenen Fehler nicht ausschalten können. Ferner sind die atmosphärischen Bedingungen ausgangs der Regenzeit an keiner der beiden Stationen so, daß man gute Sternbilder garantieren kann, wie sie tatsächlich wohl nur in Kalifornien und Südafrika an der Tagesordnung sind.

Ferner macht L. Silberstein[1]) darauf aufmerksam, daß Schichtverzerrungen in der Nähe des Sonnenbildes die Messungen beeinträchtigen können, kommt aber doch zu dem Schluß, daß sie den Gravitationseffekt vorzutäuschen kaum imstande sein werden. Auch das Helligkeitsgefälle des Himmelsgrundes in der Nähe der Sonne kann möglicherweise etwas ausmachen, worauf ich später noch kurz zu sprechen komme.

Ich kann Herrn Einstein nicht beipflichten, der meint, die „meisterhaft durchgeführten englischen Messungen“ seien eine „glänzende Bestätigung der allgemeinen Relativitätstheorie“ [2]). Wir können ihnen allerdings einen vorläufigen und recht ermutigenden Wert beimessen. Die Mängel der englischen Ausrüstungen müssen aber auf jeden Fall bei künftigen Messungen beseitigt werden, dann kann vielleicht die ebenfalls recht günstige Finsternis von 20. September 1922 im Indischen Ozean die Entscheidung liefern.

Gelingt es aber, alle instrumentellen Fehlerquellen genügend auszuschalten und die Ablenkung einwandfrei nachzuweisen, so sind immer noch andere Möglichkeiten für diese vorhanden als der Gravitations-

1) Monthly Notices **80**, 631, 1920.

2) Berliner Tageblatt 27. August 1920, Morgenausgabe Nr. 402. Meine Antwort: Über die antirelativitätstheoretische G. m. b. H.

effekt. Man kann E. Freundlich[1]) zwar recht geben, wenn er meint, die Ablenkung könne nicht in der Erdatmosphäre durch anomale Brechung im Schattenkegel des Mondes hervorgerufen werden, und hier einige Abschätzungen anstellt. Die Frage nach einer dünnen Sonnenatmosphäre und nach der jährlichen Refraktion hätte aber eine objektivere Prüfung erfordert.

Es ist zwar richtig, daß die uns bekannten Gase, wenn sie eine merkliche Refraktion in der Sonnennähe erzeugen sollten, von einer Dichte sein müßten, daß sie alles Sternlicht absorbieren. Es können aber auch diese Gase gar nicht eine so hohe stabile Atmosphäre bilden, da infolge des hohen Schwerefeldes der Sonne ihre Dichtezunahme nach der Sonne hin sehr groß sein muß. Auf diese Weise erklärt sich z. B. der scharfe Sonnenrand zwanglos ohne alle Hilfshypothesen[2]).

Bekanntlich ist die Sonne von der Korona umgeben, die nur bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar wird. Sie zeigt eine Überlagerung eines kontinuierlichen und eines Gasspektrums[3]). Ein Teil des kontinuierlichen Lichtes scheint reflektiertes Sonnenlicht zu sein, wie die Polarisationserscheinungen zeigen, wogegen der größte Teil aus der Korona selbst stammt, sei es daß feste oder flüssige Teilchen zur Glut erhitzt werden, sei es daß es ein Resonanzspektrum ist. An hellen Linien zeigen sich vor allem die des Wasserstoffes und die sogenannte Koronalinie $\lambda = 5303$ Å, über deren Herkunft wir nichts Bestimmtes wissen. Gewöhnlich wird sie einem unbekannten Gase, dem Koronium, zugeschrieben. Die hellen Wasserstofflinien zeigen sich oft bis 10′ Abstand, die Koronalinie bis 20′ Abstand vom Sonnenrand[4]). Darüber hinaus ist ein Linienspektrum in der Korona nicht mehr erkennbar. Die innersten Sterne der Sonnenfinsternisaufnahmen sind also noch im Gebiet der nachweisbaren Gaskorona und die gemessenen Verschiebungen sind somit nur mit Vorsicht auf die Theorie der Gravitationsablenkung anzuwenden.

In größerem Abstande von der Sonne wäre Refraktion weniger zu befürchten, wenn wir nicht eine von Courvoisier entdeckte und von ihm mit dem Namen jährliche Refraktion belegte Erscheinung kennten[5]).

1) Naturwissenschaften 1920, Heft 34.

2) Emden, Gaskugeln. Leipzig 1907.

3) Der Behauptung Herrn Freundlichs (a. a. O.), die Korona zeige keine Spur von Gaslinien, widersprechen die Beobachtungstatsachen gröblich.

4) Pringsheim, Physik der Sonne. Leipzig 1910, S. 313ff.

5) Beobachtungsergebnisse der Königlichen Sternwarte zu Berlin Nr. 15, 1913 sowie Astronom. Nachr. 5014—5015.

Nach den ausgedehnten Untersuchungen Courvoisiers, vorgenommen an Beobachtungen von einer Menge anderer Sternwarten, sowie nach sehr sorgfältigen, von ihm selbst vorgenommenen Messungen zeigen die Sterne eine Verschiebung mit jährlicher Periode im Sinne einer von der Sonne ausgehenden Refraktion, die sich durch die empirische Formel $r = \varrho\left(1 - \sqrt{\cos\frac{g}{2}}\right)$ darstellen läßt, wo ϱ den Wert 0″,55 hat und g der Abstand vom Gegenpunkt der Sonne ist. Ich gebe hier eine Tabelle von Courvoisiers neuesten Messungen (Astr. Nachr. 5014/15).

Objekt	Abstand von der Sonne	Gemessene Refraktion	Berechnete Refraktion
β Geminorum. . .	7°	0″,36 ± 0″,12 m. F.	0″,43
α Orionis	16	,27 ,07	,34
α Aurigae	23	,28 ,08	,31
α Persei.	30	,28 ,23	,27
β Ursae majoris. .	50	,24 ,05	,19
Σ Ursae majoris .	60	,09 ,19	,16
β Draconis	76	,09 ,03	,12
$BD + 89°$ 37 . . .	90	,07 ,03	,09

Danach ist noch in 50° Entfernung von der Sonne eine Ablenkung von etwa 0″,2 vorhanden, während der Gravitationseffekt schon viel früher unmerklich sein müßte. Schon in 8° Entfernung betrüge er nur 0″,05. Über die Ursache dieser merkwürdigen Erscheinung wissen wir freilich nichts. An instrumentelle Fehlerquellen ist kaum zu denken, da Beobachtungen mit den verschiedensten Instrumenten und an den verschiedensten Orten[1]) von den verschiedensten Beobachtern angestellt alle zu dem gleichen Resultat führen. Wenn Herr Freundlich von physiologischen Ursachen spricht, meint er wohl das Helligkeitsgefälle am Himmel, wie er mir gesprächsweise früher einmal äußerte. Aber dieses könnte doch nur in großer Nähe der Sonne etwas ausmachen, da man in dem mindestens einige Bogenminuten großen Gesichtsfeld von einer ungleichen Himmelshelligkeit keine Spur bemerkt und die hellen, für die Untersuchung verwandten Sterne auch am Tage leicht sichtbare Objekte sind, so daß man eine scheinbare, noch so kleine

1) Die von Courvoisier verwerteten Beobachtungen stammen aus Greenwich, Paris, Washington, Pulkowa, Berlin, Heidelberg, Odessa, Straßburg, Babelsberg.

systematische Verschiebung des physiologischen Lichtschwerpunktes nicht gut annehmen kann[1]).

Es bleibt demnach kaum eine andere Wahl, als in der jährlichen Refraktion eine tatsächliche Ablenkung des Lichtstrahles anzunehmen. Eine geringe Ausbauchung der Erdatmosphäre gegen die Sonne führt auch nicht zum gewünschten Ziele, da sie eine Maximalablenkung in etwa 45° Sonnenabstand hervorriefe. Danach ist nun die jährliche Refraktion als zirkumsolares Phänomen aufzufassen, also als wirkliche kosmische Refraktion, wie sie schon vielfach genannt wurde. P. Harzer[2]) hat diese Frage schon einmal theoretisch formal behandelt, allerdings einfach vom Standpunkte einer Ätherverdichtung in der Umgebung der Sonne. Danach muß irgendwo in der Nähe der Sonne ein Maximum der Refraktion stattfinden, da diese im Sonnenmittelpunkt wieder Null wird. Läge das Maximum in etwa 5° Sonnenabstand, dann würde der gemessene Gravitationseffekt durch die Refraktion etwas verkleinert werden. Läge das Maximum am Sonnenrand, so würden sich Gravitationseffekt und Refraktion addieren. Wir müßten dann aber eine viel größere Verschiebung beobachten, da die Refraktion schon in 7° Abstand 0″,4 beträgt. Die empirische von Courvoisier aufgestellte Formel kann natürlich in der Sonnennähe keinesfalls Geltung haben[3]).

---

1) Viel eher scheint ein rein photographischer Effekt bei den Sonnenfinsternisaufnahmen möglich, da doch der Himmelsgrund in Sonnennähe eine beträchtliche Helligkeit und ein rasches Gefälle besitzt. Auf diesen Umstand machte mich P. Guthnick aufmerksam. An den hier vorliegenden Reproduktionen ist das Gefälle nicht mehr zu erkennen, es müßten die Originalplatten entscheiden. Örtliche Beeinflussung nahe beieinander stehender oder sich überdeckender Sternbilder ist dem photographisch arbeitenden Astronomen eine bekannte Sache (vermutlich ebenso dem experimentierenden Physiker) und ferner könnte auch bei nennenswertem Gefälle der Plattenschwärzung beim Ausmessen ein physiologischer Effekt als kleine Vermehrung des Plattenfehlers hinzutreten. Trotzdem scheint es mir nicht wahrscheinlich, daß dieses Phänomen einen Effekt von derselben Größe wie die Gravitationsverschiebung hervorrufen kann. Untersuchungen sind an der hiesigen Sternwarte im Gange.

2) Astronom. Nachr. 4025.

3) Eine Prüfungsmöglichkeit für die zirkumsolare Natur der jährlichen Refraktion bieten die Beobachtungen des Planeten Venus in oberer und unterer Konjunktion. Während in der oberen der Refraktionseffekt in nahezu vollem Betrage vorhanden sein muß, muß er in der unteren fast völlig fehlen. Leider sind die Beobachtungen des Planeten in Sonnennähe sehr schwierig und recht ungenau, so daß sich heute gar nichts Bestimmtes aussagen läßt. Die bisherigen Resultate deuten immerhin den Effekt an.

Daß diese Refraktion nicht durch die uns bekannten Gase erzeugt werden kann, liegt nach den verschiedenen Überschlagsrechnungen auf der Hand. Auf jeden Fall müßte es ein spezifisch sehr viel leichteres Medium sein. Reines Elektronengas ruft eine negative Brechung hervor und ist auch zu leicht, um eine stabile Sonnenatmosphäre zu bilden. Die Geschwindigkeit, die nötig ist um einen Körper von der Sonnenoberfläche ins Unendliche zu befördern, ist etwa 600 km/sec, die mittlere Geschwindigkeit von Elektronen, als Gas von Sonnentemperatur ($T = 6000^0$) aufgefaßt, etwa 450 km/sec. Demnach könnte eine begrenzte Sonnenatmosphäre aus Elektronen nicht existieren, sondern nur eine durch den Weltraum mit anderen Fixsternen kommunizierende kosmische Atmosphäre, die allerdings sehr dünn sein kann. Aber die Koronalinie im Spektrum der äußeren Teile der Sonne, sowie die Nebellinien in den kosmischen Nebelflecken, die beide zumeist den unbekannten Elementen Koronium und Nebulium zugesprochen werden, gemahnen uns, an die Existenz sehr viel leichterer Gase zu denken, die vielleicht einen auffallend hohen Brechungsindex zeigen.

In einer Zeit, wo die Grundfesten der Physik und die bisherigen Axiome der Mechanik erschüttert werden, sollte man auf jeden Fall diese Frage nicht kurzerhand damit erledigen, daß man erklärt, die jährliche Refraktion könne keine Brechung sein, wie es Herr Freundlich (a. a. O.) tut.

Hand in Hand mit der Aufgabe, den Gravitationseffekt in der Sonnennähe festzustellen, geht auf jeden Fall die, der kosmischen Refraktion theoretisch wie durch Beobachtung auf die Spur zu kommen und beide Erscheinungen zu trennen. Courvoisier[1]) hat neuerdings gezeigt, was auch schon aus kurzer Betrachtung hervorgeht, daß nach den vorliegenden Ergebnissen der englischen Expeditionen nicht beide zugleich in nennenswertem Betrage in Sonnennähe vorhanden sein können, und daß wahrscheinlich die Refraktion dort zu vernachlässigen ist, was auf das Vorhandensein eines Maximums in einiger Entfernung von der Sonne hindeutet.

Der von uns beobachtbare Himmelskörper, der nächst der Sonne die größte Gravitationsablenkung hervorrufen muß, ist der Jupiter. Hier beträgt sie am Rande des Planeten nach der Theorie $0'',0165$. Es wäre möglich, daß die Beobachtung einer Reihe von Sternbedeckungen durch diesen Planeten eine Andeutung des Effektes ergäbe, aber zuverlässig könnte ein derartiges Resultat bei unserer gegenwärtigen

---

1) Astronom. Nachr. 5056.

Genauigkeit nicht genannt werden. Die Schwierigkeiten sind nicht größer als bei Parallaxenmessungen, doch läßt sich eine Häufung von Beobachtungen schwer ausführen, da Sternbedeckungen immerhin selten sind. Doch wäre eine solche Untersuchung wenig zeitraubend und erforderte auch keinerlei besondere Apparate, sondern könnte bei Gelegenheit an den vorhandenen Sternwarten ausgeführt werden.

2. Die allgemeine Relativitätstheorie erfordert ferner eine Drehung der Apsidenlinie der Bahnellipsen der Planeten. Nur beim innersten Planeten, dem Merkur, ist diese beträchtlich, nämlich 40″ im Jahrhundert. Nun kennt man seit Leverrier einen Rest von eben 40″ Perihelbewegung im Jahrhundert beim Merkur, der sich nicht durch Störungen der anderen Planeten erklären ließ. Mannigfaltige Versuche wurden gemacht, um ihn zu erklären. Es wurde von Hall[1]) das Anziehungsgesetz $f = \frac{m_1 m_2}{r^{2+\lambda}}$ angenommen, das für $\lambda = 0{,}00000016$ grade die Perihelbewegung des Merkur erklärt, ohne dabei für andere Planeten eine meßbare Störung zu erzeugen. Diese völlig willkürliche Annahme konnte natürlich keine Anhänger finden. Das von Seeliger[2]) aus anderen Gründen vorgeschlagene Gesetz $f = \frac{m_1 m_2}{r^2} e^{-\lambda r}$ konnte nicht zur Erklärung der Erscheinung herangezogen werden, weil sich für die anderen Planeten, insbesondere Mars, Perihelbewegungen ergeben, wie sie mit den Beobachtungen nicht übereinstimmen. Es blieb daher nur übrig, unbekannte störende Massen anzunehmen. Eine Abplattung der Sonne kann auch nicht die Ursache sein, da, nach Untersuchungen von Harzer[3]), der äquatoriale Sonnendurchmesser etwa 1″ größer sein müßte als der polare, während die Beobachtungen gar keine Abplattung zeigen, d. h. höchstens 0″,1 zulassen und die Gleichgewichtstheorie rotierender Massen noch kleinere, zwischen die Grenzen 0″,05 und 0″,02 eingeschlossene Werte erfordert. Die Suche nach einigen kleinen intramerkuriellen Planeten ist völlig negativ verlaufen und endlich brachte Seeliger[4]) diese Störung mit dem Zodiakallicht in Verbindung. Letzteres bildet einen in der Ekliptik liegenden, beiderseits von der Sonne ausgebreiteten Schleier und wurde schon lange als ein um die Sonne lagernder oder vielmehr rotierender Staubring angesehen. Seeliger machte darauf aufmerksam, daß es vielleicht gerade dieser

1) Astronomical Journal **14**, S. 15.
2) Sitzungsberichte der Königl. Bayr. Akademie 1896.
3) Astronom. Nachr. 3030.
4) Sitzungsber. der Königl. Bayr. Akademie 1906.

Ring oder vielmehr diese Scheibe sei, welche die Perihelbewegung des Merkur hervorrufe. Er nahm der Einfachheit halber zwei homogene Ellipsoide an und konnte damit nicht nur die Perihelbewegung des Merkur, sondern auch kleinere von Newcomb aufgedeckte Störungen der Planeten Merkur, Venus, Erde, Mars, die meist nur wenig ihren mittleren Fehler übertrafen, mit erstaunlicher Genauigkeit darstellen. So konnte man mit einiger Gewißheit annehmen, daß die Perihelbewegung des Merkur tatsächlich durch die Massenanziehung des Zodiakallichtes hervorgerufen sei. Den Einwand, daß Seeligers Hypothese ad hoc erfunden sei, kann man auch nicht ganz gelten lassen, denn das Zodiakallicht ist eine gut bekannte Erscheinung, der eine gewisse Masse zugesprochen werden muß. Seeliger hat nun im wesentlichen nichts anderes getan, als dessen Masse mit Hilfe der Merkursperihelbewegung bestimmt. Nun hat E. Freundlich[1]) einige Einwände gegen die Seeligersche Hypothese gemacht und glaubte sie damit abgetan zu haben, indem er nachzuweisen versuchte, daß die Dichte der Zodiakalmassen so groß sein müsse, daß aus dem Widerstand für die Planeten Störungen auftreten müßten. Ferner müsse die Helligkeit des Zodiakallichtes bei staubförmiger Verteilung viel größer sein als wir sie beobachten und außerdem würden die Teilchen durch die Aberration des Lichtdruckes der Sonne in absehbarer Zeit in diese hineinstürzen. Diese Einwände sind gegenstandslos, denn Seeliger zwingt keineswegs zu der Annahme, daß die Zodiakalteilchen 1 mm^2-Querschnitt haben. Bei metergroßen Kugeln fallen diese Schwierigkeiten fort, wie Seeliger[2]) ausführlich dargelegt hat. Man kann dem Aufsatz von Herrn Freundlich nur zuerkennen, daß er auf einige Unsicherheiten in Seeligers Hypothese hingewiesen hat. Sollten wir diese jetzt zugunsten von Einsteins Erklärung verlassen, was der Fall sein wird, wenn Krümmung der Lichtstrahlen und Rotverschiebung nachgewiesen sind, so kann sie doch, sollte jene etwa versagen, sofort wieder an ihre alte Stelle treten, wenn wir nicht auf andere Weise einwandfrei die Masse des Zodiakallichtes bestimmen können.

Dabei ist zu bemerken, daß die allgemeine Relativitätstheorie die Bewegung des Merkursperihels zwar völlig erklärt, nicht aber die anderen kleinen Glieder, die durch Seeligers Hypothese völlig dargestellt wurden. Es gibt demnach immer noch eine Reihe von Argumenten, die für Seeligers Annahme sprechen.

---

1) Astron. Nachr. 4803.
2) Astron. Nachr. 4815.

Weder innerhalb noch außerhalb des Sonnensystems kennen wir bisher weitere Fälle, in denen meßbare Beträge der Bewegung der Apsidenlinie auftreten, die als Einstein-Effekt gedeutet werden könnten.

3. Ferner erfordert die allgemeine Relativitätstheorie eine dem Dopplereffekt gleichartige Rotverschiebung der Spektrallinien von Lichtquellen, die sich in hohem Schwerepotential befinden. Bei der Sonne muß dieser Effekt 0,6 km/sec betragen. Bezüglich der Messungen auf diesem Gebiete möchte ich auf den demnächst erscheinenden Bericht von L. C. Glaser[1]) verweisen, der als Fachmann auf dem Gebiete der Spektroskopie am ehesten zu einem Urteil berufen ist. Erwähnen will ich nur, daß die ersten Untersuchungen von Schwarzschild, sowie die mit den größten Hilfsmitteln von St. John auf dem Mt. Wilson ausgeführten Messungen die geforderte Rotverschiebung nicht ergaben, wohl aber den Halmeffekt zeigten, d. h. eine geringe relative Rotverschiebung der vom Rande der Sonne kommenden Strahlen im Vergleich zu den vom Zentrum kommenden. Eine Arbeit von Grebe und Bachem[2]) zeigt den Halmeffekt nicht, will aber die allgemeine Rotverschiebung festgestellt haben. Diese Arbeit ist mit wesentlich geringeren Hilfsmitteln ausgeführt als die von St. John und kann offenbar nicht mit dieser konkurrieren.

Von anderen Ursachen der Wellenlängenveränderung kommen vor allem der Druckeffekt und Strömungen an der Sonnenoberfläche in Betracht. Ersteren auszuschalten war man bei allen bisherigen Messungen bestrebt, indem man die Cyanbande untersuchte, deren Druckverschiebung sehr gering ist und auch eine andere Funktion der Wellenlänge ist als der Gravitations- und Dopplereffekt.

Schwerer zu trennen sind beide letzteren, da sie das gleiche Gesetz befolgen und diese Angelegenheit ist meines Wissens nur ernstlich von Duffield[3]) besprochen worden. Da man auf der Sonne in den Protuberanzen gelegentlich ganz enorme Geschwindigkeiten von mehreren hundert Kilometern in der Sekunde beobachtet, könnte es auf den ersten Blick aussichtslos erscheinen, einen so minimalen Effekt wie 0,6 km/sec überhaupt feststellen zu können. In Wirklichkeit jedoch liegen die Verhältnisse viel günstiger. Bei diesen Protuberanzen, die übrigens im allgemeinen nur am Sonnenrand sichtbar werden, handelt es sich um minimale Massen. Auch in den Sonnenflecken zeigen sich

1) Vgl. auch sein Referat: Annalen für Gewerbe und Bauwesen Bd. **87**, Heft 4 u. 5, 1920.

2) Verhandlungen der Deutschen Physikal. Gesellschaft **21**, 454, 1919.

3) Monthly Notices **80**, 262, 1920.

noch sehr heftige Bewegungen, aber diese finden stets nur über kleine Oberflächenstücke gleichmäßig statt. Über größere Flächen werden örtliche Strömungen keine große Rolle mehr spielen. Es bleiben aber noch die durchaus möglichen systematischen Strömungen übrig. W. G. Duffield weist (l. c.) darauf hin, daß eine systematische Strömung vom Pol zum Äquator oder umgekehrt eine Allgemeinverschiebung der Spektrallinien hervorrufen muß. Mit Rücksicht auf diese Strömung dürfte man also bloß den Sonnenäquator für unsere Messungen benutzen. Findet auch hier eine systematische Ost-West- oder West-Ost-Strömung statt, so wird man durch Mittelung über den ganzen Äquator diese Strömung eliminieren können. Wahrscheinlich aber sind die Hauptbewegungen an der Sonnenoberfläche ungefähr radialer Natur. So fordert es auch die Theorie von Emden[1]). Diese Strömungen werden sich, was den Massentransport betrifft, vielleicht schon über ziemlich kleine Gebiete herausheben, nicht aber für die Radialgeschwindigkeitsmessung. Im allgemeinen werden die aufsteigenden Ströme die heißeren und wahrscheinlich heller leuchtenden sein als die absteigenden. Sind die Spektrallinien nun im Intensitätsverhältnis zwischen Linienmitte und Linienrand in den heißeren und kühleren Strömen ungefähr gleich stark markiert, dann werden die helleren aufsteigenden mit größerem Gewicht eingehen als die absteigenden Ströme. Im Mittel würde eine Violettverschiebung zu erwarten sein[2]). Diese ist im Sonnenzentrum am größten, am Rande Null. Wir haben damit eine Erklärung für den Halmeffekt, der auch von Schwarzschild und St. John gefunden wurde. Zugleich können wir sagen, daß der Gravitationseffekt nur festgestellt werden kann, wenn wir am Sonnenrande messen, nach unserer vorigen Feststellung also das Mittel aus beiden Äquatorenden nehmen, da nur auf diese Weise alle möglich scheinenden systematischen Strömungen ausgeschaltet sein dürften. Ungünstig ist dabei nur, daß die Linien am Rande weniger scharf und vor allem unsymmetrisch zu sein scheinen. Da die betrachtete Violettverschiebung mit cos ψ geht, wenn ψ der heliozentrische Abstand vom Mittelpunkt der Sonnenscheibe ist, würde man wohl am besten den ganzen Sonnenäquator untersuchen und z. B. die Differenz zwischen Zentrum und 60^0 Abstand (0,87 r) verdoppeln, um den Reduktionswert vom Mittelpunkt auf den Rand zu haben. Daß bei Evershed und St. John

1) Emden, Gaskugeln, Leipzig 1907, S. 429.

2) Ich habe auf diesen Umstand in einer anderen Arbeit über das δ-Cepheiproblem, Astr. Nachr. 5019, S. 37, bereits hingewiesen.

der Gravitationseffekt immer zu klein herauskam, scheint daran zu liegen, daß sie ihre Randmessungen in der Polgegend machten. Die bisherigen Messungen können meines Erachtens weder für noch gegen die allgemeine Relativitätstheorie ins Feld geführt werden.

Von anderen Körpern des Sonnensystems kommt keiner für entsprechende Untersuchungen in Betracht, da sie erstens nicht selbstleuchtend sind und ferner ein viel zu geringes Schwerepotential besitzen. Dagegen muß bei Fixsternen ein entsprechender Effekt auftreten. E. Freundlich[1]) hatte darauf aufmerksam gemacht, daß bei einer gewissen Klasse von Sternen, den weißesten sogenannten Heliumsternen (Spektraltypus B) eine scheinbare Auswärtsbewegung des Mittels aller gemessenen Radialgeschwindigkeiten von 4—6 km/sec, die unter dem Namen Campbelleffekt (auch K-Effekt genannt) bekannt war, vielleicht als Gravitationsverschiebung zu deuten sei, zumal man aus den bekannten spektroskopischen Doppelsternen auf 10—20 Sonnenmassen für diese Sterne zu schließen habe. Da die Rotverschiebung dem Gravitationspotential $\Phi = \frac{M}{r}$ proportional ist, müßte man annehmen, daß diese B-Sterne etwa das gleiche Volumen, also nahe die 10fache Sonnendichte haben müßten, um den Verschiebungseffekt von 6 km/sec zu erklären. Aber es ist eine den Astronomen bekannte Tatsache, daß gerade die Sterne dieses Spektraltypes eine wesentlich kleinere Dichte als die Sonne haben, im allgemeinen 0,2 bis 0,01 und noch weniger. Auf diese Weise wurde die Erklärung Freundlichs hinfällig. Doch hat er neuerdings[2]) darauf hingewiesen, daß die Heliumsterne im Orion eine im Mittel um 6 km/sec positivere Radialbewegung zeigen, als der sie umgebende Nebel. Ebenso führt er mehrere spektroskopische Doppelsternsysteme an, bei denen die Kalziumlinien die Schwankungen der Radialgeschwindigkeit nicht mitmachen und eine bis 9 km/sec kleinere Geschwindigkeit haben, als die Schwerpunktsbewegung des Doppelsternsystems. Herr Freundlich erkennt an, da er eingesehen hat, daß man eine Dichte von über 0,2 des Sonnenwertes nicht annehmen kann, daß seine Hypothese auf mindestens 40 bis 100 Sonnenmassen führt. Aber auch diese Annahme ist durch nichts gerechtfertigt, da wir vielleicht mit der einzigen Ausnahme von ν Geminorum, die unter gewissen Annahmen auf 70 Sonnenmassen führt, in keinem Fall auf wesentlich mehr als 30 Sonnenmassen kommen. Auch haben

1) Phys. Ztschr. **16**, 115, 1915 und Astron. Nachr. 4826.
2) Phys. Ztschr. **20**, 562, 1919.

die meisten B-Sterne eine wesentlich geringere Dichte als 0,2 [1]). Es ist bei diesen gemessenen Radialgeschwindigkeiten noch so vieles unklar, daß man nicht berechtigt ist, in der Verschiebung einen Gravitationseffekt zu sehen.

Ebenso wie die B-Sterne zeigen die hellen gelben und roten Sterne, die sogenannten Giganten vom Spektraltypus *K* und *M* einen K-Effekt von ganz der gleichen Größe [2]). Von diesen Sternen wissen wir bestimmt, daß ihre Dichte sehr viel kleiner als die der B-Sterne ist; $10^{-6} \times$ Sonnendichte und noch geringere kommen vor; wir müßten hier 1000 Sonnenmassen und mehr annehmen, um diesen K-Effekt als Gravitationsverschiebung zu deuten. Nach unseren Erfahrungen aber, wie schon gesagt, als auch nach den theoretischen Untersuchungen von Eddington sind derartige große Massen unwahrscheinlich, wenn nicht unmöglich.

Auch die Spiralnebel zeigen nach Lundmark [3]) einen K-Effekt von mehreren 100 km/sec. Wollte man diesen als Gravitationseffekt ansprechen, so käme man für Masse oder Dichte zu ganz unmöglichen Größenordnungen. Es ist demnach verfrüht, vorerst überhaupt über den K-Effekt zu spekulieren und ihn zugunsten der Relativitätstheorie zu deuten. Sollte diese selbst bewiesen sein, so darf man vielleicht den K-Effekt der Fixsterne und Spiralnebel nicht als Gravitationsverschiebung auffassen.

Ist aber der Gravitationseffekt in allen drei Fällen einwandfrei im Sinne der allgemeinen Relativitätstheorie festgestellt, so bestehen immer noch zwei Auffassungsmöglichkeiten. Entweder wir bekennen uns zu der Auffassung von Minkowski-Einstein, oder man behält die Äthervorstellung bei und sieht die Lorentz-Kontraktion als reell an und erblickt in den drei Gravitationseffekten eine Wirkung der Inhomogenität des Äthers in der Nähe der Massen. Wiechert steht z. B. auf diesem Standpunkt [4]). Zwischen beiden Auffassungen kann nur ein Versuch entscheiden, bei dem ein Glied erster Ordnung von

1) Die Erklärung der relativen Verschiebung der Nebel- und Kalziumlinien findet sich vielleicht viel einfacher in der Annahme, daß ihre Materie durch den Strahlungsdruck der betreffenden Sterne ausgestoßen wurde und nun von ihnen forteilt. Wir sehen nur die auf uns zukommende Materie, da die andere durch sie verdeckt wird.

2) Gyllenberg, Meddelanden Lund Obs. Ser. II, Nr. 13, 1915.

3) Kungliga Svenska Vetenskadsakademiens Handlingar Bd. 60, Nr. 8, 1920.

4) Astron. Nachr. 5054.

v/c gemessen wird. Der Michelson-Versuch befaßt sich nur mit $(v/c)^2$. Schon Maxwell hatte darauf hingewiesen, daß bei einer Bewegung der Erde durch den Äther die Lichtgeschwindigkeit nach verschiedenen Richtungen verschieden sein müsse, und zwar nur die auf astronomischem Weg nach der Methode Olaf Römers aus der Lichtzeit gemessene. Die Frage wurde offenbar bisher nicht näher geprüft, da bei einer Bewegung von 20 km/sec, die das Sonnensystem gegen die uns benachbarten Sterne zeigt, der Effekt beim Jupiter nur $^1/_4$ Sekunde Lichtzeitänderung ist und wir im Sonnensystem keine Ereignisse kennen, die wir mit dieser Schärfe beobachten können. Ich habe neuerdings [1]) wieder darauf aufmerksam gemacht, weil Lundmark (a. a. O.) gezeigt hat, daß unser Sonnensystem gegen die kugelförmigen Sternhaufen und Spiralnebel Bewegungen zeigt, die mehrere hundert Kilometer in der Sekunde betragen. Bei solchen Geschwindigkeiten ist es eher aussichtsreich einen Effekt der Lichtzeitänderung, falls solcher vorhanden, zu finden. Natürlich kommt nur die in die Ebene der Planetenbahnen fallende Geschwindigkeitskomponente in Betracht. Eine im Apex der Sonnenbewegung durch den Äther stattfindende Verfinsterung der Jupitersmonde oder Saturnsmonde würde um $\frac{sv}{c^2}$ verfrüht, im Antapex ebenso verspätet werden, wo s die Entfernung Erde—Planet, v die Translationsgeschwindigkeit durch den Äther bedeutet. Ich gebe im folgenden eine kurze Tabelle für die Größe der Gesamtschwankung für die Planeten Mars, Jupiter, Saturn. Eigentlich kommt nur der Jupiter in Betracht, da sich Verfinsterungen bei ihm während des ganzen Umlaufes verfolgen lassen.

	$v = 20$ km/sec	300 km/sec	1000 km/sec
Mars	$0^s,08$	$1^s,2$	$3^s,8$
Jupiter	,28	4,2	14,
Saturn	,58	8,6	29,

Der Wert 300 km scheint durchaus plausibel und bei sehr genauen Untersuchungen müßte sich ein Effekt von dieser Größe unbedingt zeigen. Es wäre zweifelsohne wünschenswert, wenn auf dem hier angedeuteten Wege Untersuchungen ausgeführt würden, die vielleicht zu einer Entscheidung zwischen der Ätherhypothese und der Minkowski-Einsteinschen Auffassung führen können.

1) Astron. Nachr. 5051.

Verfasser dieses ist nicht der Ansicht, daß sich auf Grund logischer Überlegung stichhaltige Einwände gegen die allgemeine Relativitätstheorie machen lassen. Die leidenschaftliche Ablehnung von mancher Seite beruht einerseits auf der nicht jedem liegenden mathematisch abstrakten Denkweise, die zu ihrem Verständnis gefordert wird, andererseits in der flüchtigen Arbeitsmethode, die sich wohl einige Mitarbeiter und Propagandisten haben zuschulden kommen lassen. Es kann nichts schaden, wenn der Physiker von allen Schwierigkeiten, die dem experimentellen Nachweis im Wege stehen, gründlich Kenntnis nimmt, weshalb ich diese hier so eingehend besprochen habe.

Zusatz bei der Korrektur.

Soeben ist die seit längerer Zeit erwartete große Arbeit von E. Wiechert erschienen. (Annalen der Physik **63**, 301, 1920.) Ich weise besonders darauf hin, weil die Theorie der Bewegung des Merkursperihels darin besonders ausführlich besprochen ist, vor allem die von Seeliger angenommene Drehung des Inertialsystems hier erschöpfend behandelt wurde.

Die von Wiechert erwünschte Kritik der Aufsätze über die Spektrallinien von Fixsternen (S. 331) ist in meiner Arbeit gegeben.

Berlin-Babelsberg, September 1920.

(Eingegangen 30. September 1920.)

Zur Kritik der Bohrschen Theorie der Lichtemission.

Von J. Stark.

Mit 1 Figur.

1. Einleitung.

Die Lichtemission von Seite eines einzelnen Teilchens, eines Elektrons, Atoms oder Moleküls, bildet den Gegenstand der bekannten Theorie Bohrs. Die positiven Leistungen dieser Theorie sind von zahlreichen Verfassern, am eingehendsten von Sommerfeld in seinem Buche[1]) „Atombau und Spektrallinien“ ins Licht gestellt und selbst nicht physikalischen Kreisen vorgetragen worden. Sie rührt in ihrer

1) Erschienen bei Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1919.

Denkweise an die Wurzeln der physikalischen Erkenntnis und will die vollendetste Theorie, die Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes, aus dem großen und wichtigen Gebiet der Atomdynamik verweisen. Da ist es gerechtfertigt und an der Zeit, daß sie von Seite eines Experimentalphysikers einer Kritik unterzogen wird. Es ist zu prüfen, ob ihre Voraussetzungen nicht gegen bewährte Erkenntnisse verstoßen und weniger zahlreich sind als die Erscheinungen, welche durch die Ableitung aus ihnen einheitlich zusammengefaßt werden.

Es ist weiter zu prüfen, ob sie die in ihren Bereich fallenden Erscheinungen restlos und ohne Widerspruch mit der Erfahrung wiedergibt.

Diese Prüfungen nehme ich unten vor. Ich lege ihnen das genannte Buch Sommerfelds zugrunde, da es das ausführlichste deutsche Werk über die Bohrsche Theorie ist. Ich beschränke mich dabei auf das Gebiet der Optik im engeren Sinne, weil ich die auf ihm in Betracht kommenden Erscheinungen aus eigener experimenteller Arbeit kenne. Zu der vorliegenden eingehenden Kritik fühlte ich mich verpflichtet; ich habe nämlich in meinem Nobel-Vortrag[1]), in welchem ich die Bohrsche Theorie nicht unerwähnt lassen konnte, ein summarisches ungünstiges Urteil über sie abgegeben.

I. Dunkle Punkte in den Voraussetzungen der Bohrschen Theorie.

2. Annahmen über die Koppelung eines Elektrons mit dem Äther.

Als Anhänger Einsteins leugnet Sommerfeld zwar die Existenz des Äthers, bei dem Streben nach einer erschöpfenden Beschreibung des Vorganges der Lichtemission schreibt er aber später (S. 389 seines Buches) dem Äther eine so wichtige Rolle zu, daß ihm dieselbe Existenz zugebilligt werden muß wie dem Elektron. Über die Koppelung zwischen beiden läßt sich folgender Abschnitt in Sommerfelds Buch aus: „Der Äther schwingt nach der Wellentheorie und nach der Quantentheorie, das heißt, er überträgt wechselnde elektromagnetische Felder. Die Maxwellschen Gleichungen, welche den Äther definieren und seine Schwingungen regeln, werden von der Quantentheorie direkt aus der Wellentheorie übernommen.

Sie (Wellen- und Quantentheorie) gehen auseinander in Hinsicht

1) J. Stark, Änderungen der Struktur und des Spektrums chemischer Atome, S. Hirzel, Leipzig 1920.

auf die Erregung dieser Schwingungszustände. Nach der Wellentheorie schwingt auch das Elektron, welches den Äther erregt. Es ist zwangsläufig mit dem Äther gekoppelt und prägt ihm seine Schwingungsdauer auf, die nach der Wellentheorie durch die Bindung des Elektrons im Atom gegeben ist. Nach der Auffassung der Quantentheorie dagegen ist die Koppelung zwischen Äther und Elektron eine weniger innige, eine mehr summarische. In seinen stationären Bahnen erregt das Elektron den Äther überhaupt nicht, es ist mit ihm nur während des Überganges aus einer stationären Bahn in eine andere gekoppelt. Die Schwingungsdauer der Strahlung hat nichts mit dem Umlauf des Elektrons in seinen stationären Bahnen zu tun. Auch während des Überganges ist im Atom nichts vorhanden, was im Rhythmus der Schwingungszahl ν erfolgte. Der Äther verlangt sein $h\nu$, das Atom liefert ihm einen Energiebetrag $W_a - W_e$. Die Schwingungsdauer folgt aus der Gleichsetzung beider; zugleich folgt die Polarisation aus der Gleichsetzung der beiderseitigen Impulsmomente. Man hat sich wohl gelegentlich ausgemalt, daß der Übergang aus der stationären Anfangsbahn in die stationäre Endbahn auf einer Spirale stattfinde, die mit der Schwingungszahl ν durchlaufen würde. Diese zu sehr spezialisierte Vorstellung kommt uns unfruchtbar vor. Nicht das Atom schwingt, sondern der Äther".

Zur Ergänzung dieser grundsätzlichen Äußerung hat man sich noch an folgende Voraussetzungen der Bohrschen Theorie zu erinnern. Nach ihr ist das Elektron innerhalb des Kraftfeldes eines Atoms mit dem Äther genau nach der Maxwellschen Theorie gekoppelt, insoweit es einer elektrischen oder magnetischen Kraft unterliegt. Für eine von außen kommende elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ sowie für das elektrische Feld der Kernladung $\mathfrak{E} = \frac{E}{r^2}$ setzen nämlich Bohr und seine Anhänger nach dem Vorbild der Feldtheorie die Kraft auf die Elektronenladung e gleich $e\mathfrak{E}$. Und ebenso setzen sie, dieser Theorie folgend, die Kraft eines magnetischen Feldes $\mathfrak{H}$ auf das im Atomfeld mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ bewegte Elektron gleich $\frac{e}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]$.

Dagegen soll nun nach Bohr die raumzeitliche Verknüpfung von magnetischem und elektrischem Feld in der Nähe eines Elektrons innerhalb des Atomfeldes nicht mehr durch die Maxwellschen Gleichungen beschrieben werden können. Es soll insonderheit eine Beschleunigung des Elektrons und

damit seines elektromagnetischen Feldes keine Ausstrahlung gemäß den Maxwellschen Gleichungen verursachen.

Die elektromagnetische Kraft auf das Elektron im Atomfeld folgt also nach Bohr der Maxwellschen Theorie, das in der Nähe des Elektrons beschleunigte elektromagnetische Feld gehorcht dagegen nach Bohr der Maxwellschen Theorie nicht. Diese Inkonsequenz ist weder von Bohr noch seinen Anhängern begründet; sie lehnen die Maxwellschen Gleichungen für das beschleunigte elektromagnetische Feld im Atom ab, ohne an ihre Stelle andere Gleichungen zu seiner Beschreibung zu setzen.

3. Eigenschwingungen der Elektronen und Schwingungen im Äther.

Das Dunkel, welches die Bohrsche Theorie über das beschleunigte elektromagnetische Feld eines Elektrons im Atom läßt, deckt vor allem den Ursprung der elektromagnetischen Schwingungen, welche von einem Elektron im Atom ausgehen, wenn es von einer äußeren nach einer inneren stationären Bahn übergeht. Wie in der oben wiedergegebenen Äußerung Sommerfelds folgerichtig festgestellt ist, sind nach der Bohrschen Theorie die Eigenschwingungen von Elektronen im Atom sowohl für die Emission wie für die Absorption von Lichtstrahlung ohne Bedeutung. Zwar werden die Anhänger der Bohrschen Theorie den Begriff des elektromagnetischen Feldes eines Elektrons und eines positiven Kernes kaum aufgeben wollen, aber sie müssen leugnen, daß die Schwingung des elektromagnetischen Feldes eines Elektrons im Atominnern, welche an die Schwingung des das Feld tragenden Elektrons geknüpft ist, von einer Aus- oder Einstrahlung von Energie begleitet ist. Sie bleiben die Antwort auf die Frage schuldig, auf welche Weise denn aus der Bewegung eines Elektronenfeldes eine Ätherschwingung entsteht, deren Periode nichts zu tun hat mit der Periode der Bewegung des Elektronenfeldes und warum bei der Lichtabsorption ein von außen kommendes schwingendes elektromagnetisches Feld bei Gleichheit seiner Frequenz und der Eigenfrequenz von Elektronen nicht Energie an diese infolge von Resonanz abgibt. Daß die Elektronen in diesem Falle mit dem äußeren Feld in gleicher Frequenz schwingen, werden die Anhänger der Bohrschen Theorie kaum bestreiten wollen, da sie ja für die magnetische und elektrische Kraft seitens eines von außen kommenden Feldes auf ein Elektron die Maxwellsche Theorie gelten

lassen; dagegen müssen sie leugnen, daß die Resonanzschwingungen von Elektronen übernommene Schwingungsenergie festhalten. Entsprechend werden die Anhänger der Bohrschen Theorie nicht behaupten wollen, daß die Elektronen in den Atomen keine Eigenschwingungen um Lagen oder Bahnen des Gleichgewichts ausführen können. Geben sie dies zu, dann müssen sie die weitere Folgerung zulassen, daß das schwingende Elektron der Träger schwingender elektromagnetischer Energie ist. Dann aber bleiben sie die Antwort auf die Frage schuldig, warum diese Energie nicht aus dem Feld des Elektrons nach außen strömen kann.

Aber vielleicht tue ich der Bohrschen Theorie unrecht, vielleicht bestehen für sie die vorstehenden Schwierigkeiten gar nicht. Dann aber ist es erwünscht, daß sich ihre Anhänger eingehend zu den aufgeworfenen Fragen äußern: Läßt die Theorie Eigenschwingungen von Elektronen im Atom zu? Ist an diese schwingende elektromagnetische Energie geknüpft? Gelten die Kraftgesetze $e\mathfrak{E}$ und $\frac{e}{c}[\mathfrak{v}\mathfrak{H}]$ auch für ein schwingendes elektromagnetisches Feld? Ist Resonanz zwischen den Eigenschwingungen von Elektronen und von außen kommenden elektromagnetischen Wellen möglich? Warum kann elektromagnetische Schwingungsenergie von Elektronen nicht in gleicher Frequenz ausgestrahlt werden? Warum kann bei Möglichkeit von Resonanz Energie sowohl eingestrahlt als darnach wieder ausgestrahlt werden im Gegensatz zu dem Fall der etwa durch den Stoß erregten Eigenschwingungen?

4. Forderung einer Struktur des elektromagnetischen Feldes eines positiven Kernes.

In der Bohrschen Theorie wird angenommen, daß es in der Umgebung eines positiven Kernes etwa des Wasserstoffatoms ausgezeichnete Bahnen gibt, auf welchen ein Elektron unter Beschleunigung umlaufen kann, ohne Energie auszustrahlen; dagegen soll die nach einwärts gerichtete Bewegung durch die Gebiete zwischen den strahlungsfreien oder „stationären" Bahnen von einer Ausstrahlung von Energie begleitet sein. Es muß die Frage aufgeworfen werden, warum die strahlungsfreien Bahnen vor den übrigen Raumpunkten in der Umgebung des positiven Kernes ausgezeichnet sind. Da die Anhänger der Bohrschen Theorie den Begriff des elektrischen Feldes der positiven Kernladung nicht aufgeben, so bleibt ihnen nach meinem Dafürhalten nichts anderes übrig, als zuzugeben, daß ihre Annahme strahlungsfreier Umlaufbahnen die Forderung einer Struktur des elektromagne-

tischen Feldes des positiven Kernes in sich schließt, und zwar einer höchst merkwürdigen Struktur. Es soll sich nämlich die Struktur nicht in Singularitäten der elektrischen Feldstärke äußern, diese soll nämlich in den strahlungsfreien Bahnen und außer ihnen dem Gesetz $\frac{E}{r^2}$ folgen. Vielmehr soll lediglich die raumzeitliche Verknüpfung von elektrischer und magnetischer Feldstärke in der Umgebung des Elektrons verschieden sein, je nachdem das Elektron auf einer strahlungsfreien Bahn oder außerhalb einer solchen sich befindet.

Die Bohrsche Theorie schließt also nicht bloß die Maxwellschen Feldgleichungen aus dem Feld eines Atoms aus, ohne einen Ersatz dafür zu bieten, sondern sie führt darüber hinaus noch die Forderung einer Struktur des Atomfeldes hinsichtlich der raumzeitlichen Verknüpfung des elektrischen und magnetischen Feldes ein, ohne diese Verknüpfung zu beschreiben.

5. Abhängigkeit der ausgestrahlten Frequenz von der Endbahn.

Nach der Bohrschen Theorie wird die Frequenz ν einer Lichtemission, welche beim Übergang eines Elektrons von einer äußeren nach einer inneren Bahn auftritt, durch die Gleichung $h\nu = W_a - W_e$ gegeben, worin rechts die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endbahn steht. Ich habe bereits an anderer Stelle[1]) auf die Zumutung hingewiesen, welche an das physikalische Denken dadurch gestellt wird, daß das Geschehen in einem Zeitpunkt von einer Lage abhängig gemacht wird, welche erst in einem späteren Zeitpunkt erreicht wird. Es ist bis jetzt in der Literatur keine Abhandlung erschienen, durch welche diese Schwierigkeit beseitigt worden wäre. Die Anhänger der Bohrschen Theorie übergehen sie mit Schweigen, wahrscheinlich in der Hoffnung, daß die Zukunft eine Beseitigung der Schwierigkeit bringen werde. Brieflich hat mir allerdings ein Anhänger der Bohrschen Theorie, der sie mit ausgebaut hat, folgende Überlegung mitgeteilt: es sei möglich, daß von einer äußeren Bahn verschiedene Wege ausgehen, die je nur in einer inneren Bahn enden; je nachdem das Elektron beim Verlassen einer äußeren Bahn einen bestimmten Verbindungsweg einschlage, habe es sich bereits die Endbahn erwählt.

Durch diese Hypothese bestimmter Verbindungswege zwischen je zwei stationären Bahnen wird zwar die Lichtemission anläßlich einer

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 54, 111, 1917.

Bewegung unmittelbar an eine vergangene und momentane Eigenschaft der Bewegung geknüpft, indes ist die Beseitigung jener Schwierigkeit teuer erkauft, nämlich mit der künstlichen Hypothese einer Struktur des Feldes einer Kernladung, welche die Bewegung des Elektrons von außen nach innen zwangsläufig macht. Zu der Struktur des Atomfeldes durch das Vorkommen strahlungsfreier Bahnen würde noch die Struktur durch das Vorkommen zwangsläufiger Verbindungswege kommen.

II. Versagen der Bohrschen Theorie gegenüber der Erfahrung.

6. Wie deutet die Bohrsche Theorie den Kanalstrahlen-Dopplereffekt?

„Der Äther verlangt sein $h\nu$, das Atom liefert ihm einen Energiebetrag $W_a - W_e$. Die Schwingungsdauer folgt aus der Gleichsetzung beider". So das Buch Sommerfelds.

Nach dieser Darstellung scheint der Äther Schwingungsenergie nur quantenhaft aufzunehmen, also in einer bestimmten Frequenz eine bestimmte Energiemenge. Diese Auffassung ist unverträglich mit der Erfahrung über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen. Es ist Tatsache, daß die Frequenz der von Kanalstrahlen (Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$) emittierten Strahlung durch die Formel $\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \varphi\right)$ gegeben wird, worin φ der Winkel zwischen $\mathfrak{v}$ und der Sehachse ist. Wenn zugegeben wird, daß diese Formel auch für das einzelne strahlende Atom gilt, dann wird also rund um es herum die Energie nicht in einer einzigen Frequenz, sondern in unendlich vielen Frequenzen, nämlich in einem kontinuierlichen Spektrum von der Breite $\Delta\nu = 2\nu_0 \frac{v}{c}$ von $\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ bis $\nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right)$ ausgestrahlt. Und hieraus folgt weiter, daß der Äther Schwingungsenergie nicht quantenhaft in einzelnen Frequenzen aufnimmt, sondern daß ein bestimmter Betrag von Schwingungsenergie in ihm auf viele Frequenzen räumlich nebeneinander verteilt werden kann.

Es ist nach der Bohrschen Theorie nicht möglich, die Quantelung der Emission auf eine Schwingung im Atom selbst zu verlegen und etwa einer Eigenfrequenz ν_0 die Energiestufe $h\nu_0$ zuzuschreiben, denn die Bohrsche Theorie leugnet ja die Emission infolge von Eigenschwingungen im Atominnern. Nachdem sie die Koppelung zwischen

Äther und Elektron gelockert hat und die Strahlung nicht unmittelbar aus den bewegten Elektronenfeldern kommen läßt, sieht sie sich vor die Aufgabe gestellt, zu erklären, wie es der Äther macht, einen bestimmten Energiebetrag rund um die Geschwindigkeitsachse eines Atoms herum ausnahmsweise auf unendlich viele Frequenzen zu verteilen, statt, wie sie grundsätzlich fordert, auf eine einzige Frequenz.

7. Verlegenheit der Bohrschen Theorie gegenüber dem kontinuierlichen Spektrum eines Atoms.

Der Grundgedanke der Quantentheorie der Emission von Spektrallinien ist: Die Elektronen eines Atoms können sich stationär (strahlungsfrei) auf ausgezeichneten Bahnen bewegen, beim Übergang eines Elektrons aus einer äußeren auf eine innere stationäre Bahn wird die Energiedifferenz zwischen den zwei Bahnen in einer scharfen Frequenz restlos ($h\nu$) ausgestrahlt. Diese Theorie führt nur zu einer Emission scharfer Spektrallinien seitens eines Atoms, sie liefert keine Emission eines kontinuierlichen Spektrums seitens eines Atoms. Sommerfeld hat darum folgerichtig gehandelt, wenn er in seinem erwähnten Buche von dem kontinuierlichen Spektrum eines Atoms schwieg.

Nun aber ist das Vorkommen charakteristischer kontinuierlicher Spektren in elementaren Gasen eine Tatsache, insonderheit besitzt sowohl das zweiatomige Molekül wie das einzelne Atom des Wasserstoffatoms ein kontinuierliches Spektrum, wie ich an anderer Stelle [1]) zeigte. Daß für das kontinuierliche Spektrum des Wasserstoffes kein Platz in der Bohrschen Theorie ist, habe ich bereits früher [2]) gezeigt. Während Sommerfeld über diesen Hinweis mit Schweigen hinweggegangen ist, hat Bohr versucht, eine Deutung des kontinuierlichen Spektrums im Zusammenhang mit seiner Theorie zu geben. Ich muß gestehen, daß mir seine Ausführungen nicht ganz klar geworden sind, und ich möchte mich ihnen gegenüber auf folgende Bemerkungen beschränken.

Die Einführung einer neuen Hypothese für den besonderen Zweck der Deutung des kontinuierlichen Wasserstoffspektrums bedeutet keinen Gewinn, sondern eine Belastung der Theorie, das Eingeständnis ihres Versagens.

Man kann im Innern des Atomfeldes nicht gleichzeitig die Bohrsche Quantentheorie für die Serienlinien und die Maxwellsche Theorie für

---

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **52**, 255, 1917.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **54**, 111, 1917.

das kontinuierliche Spektrum gelten lassen. Denn die zwei Theorien schließen einander aus.

Es genügt nicht, zu zeigen, daß die Theorie mit gewissen Zusatzhypothesen auch ein kontinuierliches Spektrum liefert. Es sind vielmehr auch die Bedingungen zu berücksichtigen, unter denen es auftritt. Folgende zwei Tatsachen sind in dieser Hinsicht besonders bemerkenswert.

Das kontinuierliche Spektrum des Wasserstoffes wird infolge des Stoßes von Kathodenstrahlen besonders dann intensiv zur Emission gebracht, wenn die Energie der Strahlen noch etwas kleiner ist, als die vollständige Ionisierung erfordert.

Die Emission des kontinuierlichen Spektrums des Wasserstoffatoms klingt, wie H. Meißner und M. Weth[1]) gefunden haben, langsamer ab als diejenige der Serienlinien.

8. Emission von Seite positiver Strahlen.

Nach den Angaben von Gehrcke und Reichenheim[2]) enthalten Anodenstrahlen von Alkalien und alkalischen Erden neutrale Strahlen nicht in merklichem Betrage, sondern nur positive Strahlen und bringen die Serienlinien in bewegter Intensität zur Emission. Nach Bohr kommt die Emission der Serienlinien der Alkalien durch Anlagerung eines Elektrons an ein einwertiges positives Atomion zur Emission, hat also neutrale Teilchen als Träger, während sie unter den Versuchsbedingungen von Gehrcke und Reichenheim in Wirklichkeit positiv geladene Träger hat.

A. J. Dempster[3]) ist es gelungen, die Versuchsbedingungen so zu wählen, daß er ein Wasserstoffkanalstrahlenbündel von kleiner Geschwindigkeit in einen positiven und einen neutralen Strahl durch ein elektrisches Feld zerlegen konnte. Es leuchtete dann wohl der positive Strahl, nicht aber der neutrale. Die Bohrsche Theorie fordert im Gegensatz hierzu, wie Dempster mit Recht bemerkt, gerade das Umgekehrte, daß nämlich wohl der neutrale, nicht aber der positive Strahl leuchtet.

Dogmen haben die Menschen noch immer blind gegen Tatsachen gemacht oder sie verschweigen lassen. Die Anhänger der Bohrschen Theorie sollten zu den Beobachtungen von Gehrcke und Reichenheim und Dempster Stellung nehmen. Entweder sind die Angaben dieser Beobachter falsch oder die Theorie.

---

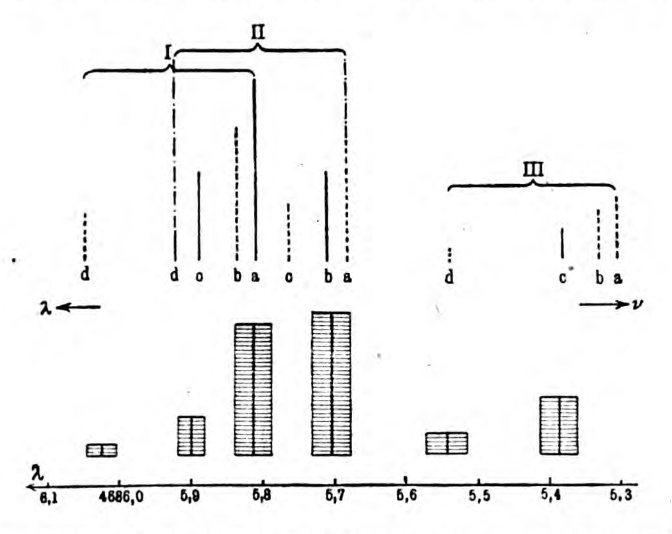
1) Die Veröffentlichung wird demnächst erfolgen.

2) E. Gehrcke u. O. Reichenheim, Ann. d. Phys. 25, 861, 1908.

3) 1) A. J. Dempster, Phys. Rev. 8, 651, 1916.

9. Die Feinstruktur in Theorie und Messung.

Sommerfeld[1]) hat auf Grund der Bohrschen Spektraltheorie und der Lorentzschen Relativitätstheorie eine Theorie der Feinstruktur von Spektrallinien gegeben. Diese Theorie ist streng quantitativ. Sie muß darum genau mit zuverlässigen Messungen übereinstimmen, oder sie ist falsch. Sommerfeld hat selbst den Vergleich seiner Theorie mit der Erfahrung durchgeführt und kommt zu dem Schluß, daß beide übereinstimmen. Diesem Schluß kann nicht zugestimmt werden. Vielmehr sind die Abweichungen zwischen der Theorie und der Messung so groß und diese darf als so zuverlässig gewertet werden, daß nur



der eine Schluß übrig bleibt: Die Theorie Sommerfelds der Feinstruktur von Serienlinien wird von der Erfahrung nicht bestätigt. Dies gilt für die zwei in Betracht kommenden Fälle, für die *H*- und die *He*-Serienlinien.

Fig. 1 ist Sommerfelds Buch entnommen. In ihrem oberen Teile sind strichhaft die Komponenten der *He*-Linie 4686 dargestellt, die Länge der Linien ist proportional der theoretisch zu erwartenden Intensität gesetzt, die gestrichelten Komponenten sollen unter den von Paschen gewählten Bedingungen unsichtbar bleiben. Im unteren Teile der Figur sind die von Paschen beobachteten Komponenten in Breite und Intensität (proportional Höhe) dargestellt. Wie man leicht sieht,

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **51**, 1, 1916.

fehlen die von der Theorie geforderten Komponenten Ib, Id und IIc. Umgekehrt entspricht der beobachteten langwelligsten Komponente keine theoretische Komponente, Id liegt nämlich zu weit links, ganz abgesehen davon, daß sie bei den angenommenen Bedingungen überhaupt nicht sichtbar sein soll. Auch stimmen die theoretischen Intensitätsverhältnisse durchaus nicht mit den beobachteten überein.

Ähnlich wie bei der Linie 4686 liegen die Verhältnisse bei den übrigen von Sommerfeld herangezogenen *He*-Linien. Daß die Messungen über die Feinstruktur der *H*-Serienlinien nicht mit der Folgerung aus seiner Theorie übereinstimmen, bemerkt Sommerfeld selbst. Die Erklärung, welche er für diese Abweichung gibt, kann aber nach den neuesten Messungen[1]) von Gehrcke und Lau nicht als richtig anerkannt werden. Diese finden nämlich in Übereinstimmung mit Meißner und Paschen für den Abstand der zwei Komponenten von H_α 0,29 cm^{-1}, während ihn Sommerfelds Theorie zu 0,36 cm^{-1} errechnet. Sommerfeld glaubt diesen Unterschied in folgender Weise erklären zu können. Das ideale Wasserstoffdublett werde durch den Abstand gleichbezeichneter Linien in der Fig. 81a seines Buches gegeben; bei der wirklichen Messung werde man aber auf die Intensitätsmaxima der Liniengruppen I und II einstellen. Nun aber ist der Abstand der Linienmitten, auf die wahrscheinlich eingestellt wurde, von dem Abstand der Intensitätsmaxima (bei Ib und IIb zu erwarten) und von dem Abstand Ia und IIa in Fig. 81a nicht merklich verschieden. Nach Fig. 81b verhalten sich die Abstände der Linienmitten, der vermutlichen Intensitätsmaxima und der Komponenten des idealen Dubletts wie 3,0 : 2,9 : 3,2; es ist also der Unterschied zwischen ihnen keinesfalls so groß, wie derjenige zwischen dem errechneten (0,36) und dem gemessenen (0,29) Abstand. Sommerfeld sagte einen Gang des gemessenen Abstandes der Komponenten der *H*-Serienlinien theoretisch vorher, nach ihm sollen die gemessenen Werte des Abstandes entlang der Linienreihe H_α, H_β, H_γ, H_δ von 0,29 bis zum theoretischen Wert 0,36 bei H_δ anwachsen. Die Messungen von Gehrcke und Lau zeigen diesen Gang nicht, sie haben folgende Abstände ergeben: H_α 0,29, H_β 0,29, H_γ 0,3, H_δ 0,26 cm^{-1}.

Wäre die Sommerfeldsche Theorie nur eine Annäherung, so könnte man hoffen, daß die Abweichungen zwischen ihr und der Messung bei ihrem Ausbau verschwinden würden. So aber ist sie bereits

1) Die Messungen von Gehrcke und Lau werden in der Physik. Zeitschr. veröffentlicht. Ich verdanke ihre Kenntnis einer freundlichen Mitteilung von Herrn Gehrcke.

so weit quantitativ, daß ein strenger Vergleich mit der Messung möglich ist. Ein ohne Voreingenommenheit urteilender Physiker kann bei diesem Vergleich nur zu einer Verwerfung der Theorie kommen.

Fragen wir, welcher Teil der Sommerfeldschen Feinstrukturtheorie Bedenken erwecken muß, so kann die Antwort nicht schwer fallen. Es kann kaum die von Sommerfeld herangezogene Lorentzsche („spezielle“) Relativitätstheorie sein, da diese von der Erfahrung weitgehend bestätigt ist. Wohl aber dürfen wir die Richtigkeit der anderen Theorie anzweifeln, welche Sommerfeld in seiner Feinstrukturtheorie verarbeitet hat, der Bohrschen Quantentheorie der Emission von Spektrallinien.

10. Der Zeemaneffekt benachbarter Linienkomponenten in starken Feldern.

Nach den Untersuchungen von Paschen und Back fließen die magnetischen Zerlegungen der Komponenten der *H*-Serienlinien in sehr starken Feldern zu einem normalen Zeemantriplett zusammen. Sommerfeld hat selbst gefunden, daß diese Erscheinung der Bohrschen Theorie widerspricht. Er schreibt S. 439 seines Buches: „Die Theorie gibt kein Verschmelzen der verschiedenen Komponenten zum normalen Triplett und keine gegenseitige Störung derselben. Sie behauptet vielmehr für alle Feldstärken die glatte Überlagerung der aus den einzelnen feldlosen Komponenten herauswachsenden normalen Zeemanschen Tripletts und befindet sich mit dieser Behauptung höchstwahrscheinlich im Widerspruch mit der Erfahrung“.

11. Bohrsche Theorie und Effekt des elektrischen Feldes.

Für die größte Leistung der Bohrschen Theorie halte ich die Epsteinsche Ableitung der Zerlegung der *H*-Serienlinien und der Fowlerschen *He*-Serienlinien durch ein elektrisches Feld. Wenn auch bis jetzt noch keine völlige Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung hinsichtlich der Komponentenzahl in der Feinzerlegung besteht, so möchte ich doch auf diesen Punkt nicht viel Gewicht legen und zugeben, daß die schwierigen Beobachtungen der Feinzerlegung der *H*-Linien nicht zureichend waren. Nun soll eine Theorie eine von ihr beschriebene Erscheinung restlos in Übereinstimmung mit der Erfahrung wiedergeben. Diese Forderung vermag die Bohrsche Theorie für den Effekt des elektrischen Feldes auf Wasserstofflinien nur für die Zahl und den Abstand der Komponenten zu erfüllen, sie steht indes, worauf ich bereits in meinem Nobel-Vortrag hinwies, ratlos der

Erscheinung gegenüber, daß die lang- und kurzwelligen Komponenten eine Intensitätsdifferenz zeigen, welche ihr Vorzeichen mit der Richtung des elektrischen Feldes in bezug auf die Richtung der Kanalstrahlen umkehrt.

Es fällt mir auf, daß Sommerfelds Buch diese merkwürdige Erscheinung mit Schweigen übergeht. An ihrer Wirklichkeit kann nicht gezweifelt werden, nachdem Lunelund[1]) sogar das Intensitätsverhältnis der lang- und kurzwelligen Komponenten angenähert bestimmt hat. Die Anhänger der Bohrschen Theorie werden schließlich Stellung zu ihr nehmen müssen. Mögen sie sie auf dem Boden der Theorie deuten oder deren Versagen ihr gegenüber zugeben!

12. Schlußwort.

Die positiven Leistungen der Bohrschen Theorie der elementaren Lichtemission sind: Quantitative Ableitung der Balmerschen Serienformel und damit der Rydbergschen Konstante, quantitative Darstellung des Effektes des elektrischen Feldes auf H-Serienlinien hinsichtlich Zahl und Abstand der Komponenten, Ableitung des normalen Zeemantripletts. Diese drei Leistungen sind auf drei unbefriedigenden Voraussetzungen aufgebaut: Unbekannte, nicht den Maxwellschen Gleichungen gehorchende Koppelung zwischen Elektron und Äther innerhalb eines Atomfeldes, Struktur des elektromagnetischen Feldes um einen positiven Atomkern, Abhängigkeit der Frequenz der Lichtemission während einer Elektronenbewegung von dem Endpunkt der Bewegung. Es wird somit die Deutung von drei rätselhaften Erscheinungen mit der Einführung von drei neuen Rätseln erkauft.

Die Bohrsche Theorie gerät mit ihren Voraussetzungen oder Folgerungen in Widerspruch mit einer Reihe von Beobachtungen[2]): Dopplereffekt bei Kanalstrahlen, kontinuierliches Spektrum eines Atoms, Lichtemission seitens positiver Strahlen, Feinstruktur von H- und He-Linien, Zeemaneffekt benachbarter Linienkomponenten in starken Feldern; sie vermag die Intensitätsdissymmetrie im Effekt des elektrischen Feldes auf H-Serienlinien nicht zu deuten.

---

1) H. Lunelund, Ann. d. Phys. **45**, 517, 1914.

2) Es sind hier nur solche Beobachtungen erwähnt, für welche das Versagen der Theorie besonders hervortritt. Außer ihnen sind noch andere schwierig mit ihr zu vereinigen, so diejenigen von Seeliger hinsichtlich der Anregung der H-Serienlinien (Ann. d. Phys. **59**, 619, 1919; Zeitschr. f. Phys. **1**, 355, 1920).

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität, 28. Oktober 1920.

(Eingegangen 30. Oktober 1920.)

Neuere Formen von technischen Elektronenröhren[1].

Von **C. R. Forth.**

Mit 4 Figuren.

Nach dem heutigen Stand der Kathodenröhrentechnik kennt man die wesentlichen Voraussetzungen, die für eine brauchbare, im weiteren Sinne wirtschaftliche Röhre zu erfüllen sind. Hierbei greifen unter anderem physikalische, physikalisch-chemische, metallurgische, glastechnische und elektrische Vorgänge so eng ineinander, daß die Nichtbeachtung schon eines dieser Gesichtspunkte mangelhafte Röhren liefern kann. Der Werdegang der für Verstärkung, Gleichrichtung, Erzeugung von Wechselströmen geeigneten Röhre erfordert Kenntnisse und Erfahrungen, die vorzugsweise nur in einer Gemeinschaft von Fachleuten der verschiedenen Gebiete gesammelt oder ausgetauscht werden können. Daß hierbei gewerbliche Unternehmen die führende Rolle übernommen haben, ist natürlich, da ihnen ein Stab von Physikern und Ingenieuren zur Verfügung steht und während der Kriegszeit Aufgaben gestellt wurden, die gerade in der Hochfrequenztechnik gewaltige Fortschritte gezeitigt haben.

Dies gilt im besonderen für das Röhrengebiet, das wesentlich während der Kriegszeit geschaffen bzw. ausgebaut wurde, ohne daß die internen Erfahrungen der Unternehmen gegenseitig, viel weniger der Allgemeinheit bekannt wurden. Einer teilweisen Veröffentlichung dieser Pionierarbeit, soweit die C. Lorenz A.-G. hieran Anteil hat, dient dieser Bericht.

Empfangsröhren.

Die erste Röhre mit *U*-förmiger Anode für Anodenspannung von 80—100 Volt hat insofern historische Bedeutung, als sie Mängel aufwies, z. B. bezüglich des Vakuums und des für die Elektroden verwandten Materials, das nach kurzer Zeit Gas abgab, ferner wegen großer Erschütterungsempfindlichkeit durch leichte Beweglichkeit des nicht gespannten Heizfadens. Der Heizfaden hing mit leichter Krümmung nach unten zwischen den Elektroden und schwankte bei Erschütterungen zwischen diesen hin und her, wodurch z. B. bei Überlagerungsempfang ein Trillern des Überlagerungstones hervorgerufen wird. Unerwünscht war ferner das diesen Röhren in Verstärker-

1) Aus dem Laboratorium der C. Lorenz A.-G., Berlin-Tempelhof.

schaltung eigene Rauschen. Die Röhre hatte einen Durchgriff von ca. 7—8 Proz. bei einer Steilheit von 18 bis $20 \cdot 10^{-4}$ Ampere/Volt.

Eine Röhrentype mit gespanntem Faden zwischen den Zuführungsdrähten zeigt Fig. 1. Gitter g und Anode a sind konzentrisch um

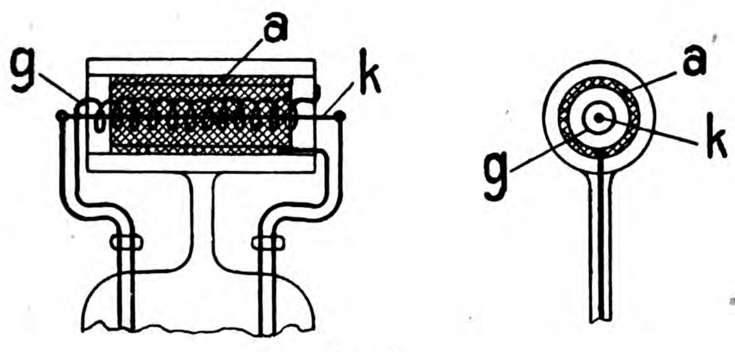


Fig. 1.

den Glühfaden k angeordnet, als Anode dient — nach Skaupy — ein Netzwerk aus Molybdändraht in einem Glaszylinder. Dieser ist gleichzeitig Halter des Gitters und verhindert das Vibrieren der Elektroden gegeneinander. Anodenspannung 80—90 Volt bei einem Durchgriff

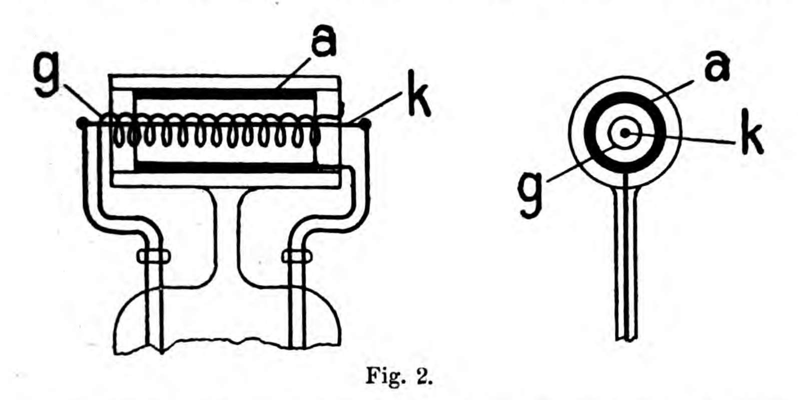


Fig. 2.

von 18 bis $20 \cdot 10^{-4}$ Ampere/Volt. Größere mechanische Festigkeit zeigt diese Type gegenüber der ersteren.

Bei der Type gemäß Fig. 2 ist, wie auch bei den späteren Konstruktionen, die Netzanode durch einen in der Glasarmatur untergebrachten Metallzylinder a ersetzt. Bezüglich der Fadenspannung gilt das vorher Gesagte. Elektrisch sind die nach Fig. 2 sowie eine

etwas später entwickelte kleinere Type gleich, und zwar beide für Anodenspannungen von 80—100 Volt bei einem Durchgriff von 7 bis 8 Proz. und einer Steilheit von 18 bis $20 \cdot 10^{-4}$ Ampere/Volt.

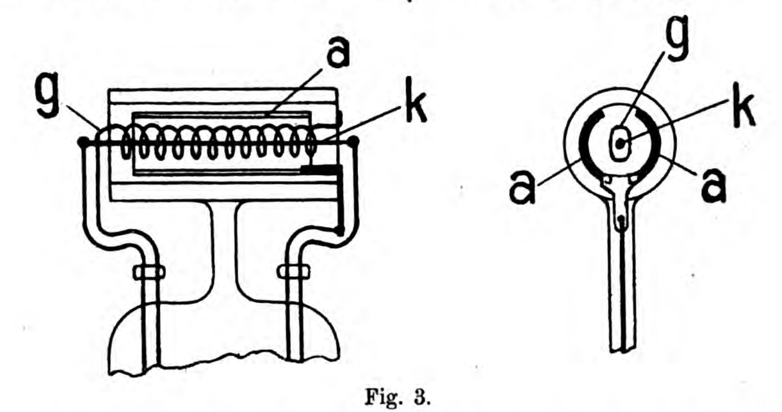


Fig. 3.

Das Elektroden- und Fadenmaterial erforderte in den letzten Jahren zahlreiche Versuche, deren Ergebnisse bei der Lampentype nach Fig. 2 verwertet sind. Diese Typen sind jetzt so weit entwickelt, daß sie den höchsten Anforderungen an eine Eingitterröhre genügen.

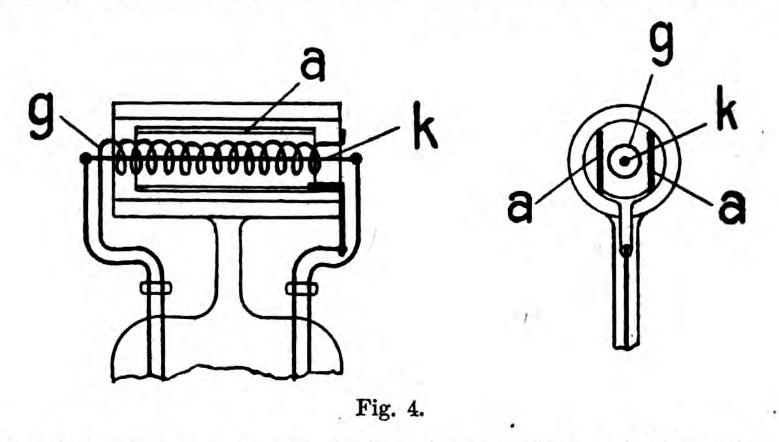


Fig. 4.

Das früher sehr stark störende Rauschen der Röhren in Verstärkerschaltungen ist heute praktisch vollständig behoben.

Die Empfangsröhren nach Fig. 3 und 4 sind in ihren Abmessungen und der inneren Glasarmatur den vorhergehenden Typen gleich, unterscheiden sich jedoch durch die Elektroden, und zwar besteht die Anode *a* nach Fig. 3 aus zwei gebogenen, an der inneren Glaswand

des Glaszylinders liegenden Metallflächen. Das Gitter *g* ist nicht, wie bei den früheren Anordnungen, konzentrisch um den Faden gelegt, sondern besteht aus einer flachgedrückten elliptischen Spirale.

Die Röhre nach Fig. 4 ist ähnlich der vorhergehenden. Hier ist aber das Gitter *g* konzentrisch um den Faden *k* angeordnet. Die Anode *a* besteht aus zwei ebenen in dem Glaszylinder befestigten Blechstreifen, wie aus dem Querschnitt zu erkennen ist. Elektrisch bieten diese beiden Konstruktionen gegenüber den älteren Typen keine Vorteile, stehen sogar bezüglich der Steilheit diesen etwas nach, sie beträgt ca. $13 \cdot 10^{-4}$ Ampere/Volt.

Der Heizstrom beträgt für alle beschriebenen Typen ungefähr 0,5—0,58 Ampere bei einer Heizspannung von ca. 3 Volt.

Eine größere Zahl von Röhrenempfangsschaltungen wurden ausgebildet und patentiert, die beispielsweise wahlweise Benutzung von Primär- und Sekundärempfang ohne Nachstimmung ermöglichen. Die Bedienung dieser Empfangsstationen ist derart vereinfacht, daß primär gesucht (abgestimmt) und nach Umlegen eines Schalters sekundär mit Optimum empfangen wird.

Senderöhren.

Parallel mit den Arbeiten für Empfangsröhren ging die Entwicklung einer 10 Watt-Senderöhre, die in ihren Abmessungen ungefähr gleich ist den normalen Empfangsröhren. Das Gitter der plattenförmigen Elektroden ist ein geflochtenes Netz aus Molybdändraht. Typisch für diese Senderöhre ist die Ausbildung und Anordnung des Heizfadens. Er besteht — nach W. Scheppmann — aus mehreren parallel geschalteten Drähten, von denen jeder einen Mittelanschluß für den einen Pol der Heizstromquelle besitzt, während die beiden Enden mit dem anderen Pol verbunden sind, so daß bei gleichmäßiger Beheizung und räumlich kleinen Abmessungen seine Oberfläche vergrößert und günstigere Elektronenemission erreicht wird. Die Heizstromstärke beträgt bei dieser 10-Wattröhre 4 Ampere bei einer Spannung von ca. 4,8 Volt, der Durchgriff ca. 4 Proz. bei einer Steilheit von ungefähr $20 \cdot 10^{-3}$ Ampere/Volt.

Eine andere Röhre für ca. 30 Watt unterscheidet sich von dieser durch die netzförmige Anode aus Molybdändraht, die an der Innenwand der Glasglocke befestigt ist. Der Durchgriff beträgt ca. 1 bis $1^1/_2$ Proz. Die Röhren zeichnen sich durch gutes Vakuum aus, das infolge Verwertung von Netzanoden im Betrieb noch verbessert wird.

Der Bau von Röhren für Sendestationen von beispielsweise 1 KW

Leistung macht zurzeit keine Schwierigkeiten mehr, doch ist die Frage der Erzeugung elektrischer Schwingungen in diesen Größenordnungen wesentlich abhängig von der Lebensdauer der Röhre, den Anlage- und Betriebskosten.

Die Versuche mit Schaltungen für Sendezwecke haben unter anderem zu wesentlich vereinfachten Anordnungen geführt, bei welchen infolge Vermeidung einer „Rückkopplung" bei Wellenänderung die bisher erforderliche Änderung der Koppelung nicht erforderlich ist.

(Eingegangen 27. Oktober 1920.)

Besprechungen.

H. G. Möller, Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. (Sammlung Vieweg, Heft 49.) Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. XIV und 162 S. Mit 163 Textabb. und 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1920. (Geheftet M. 10.— + T.-Z.)

Die Erfindung der Glüh- und Elektronenröhre bezeichnet einen Markstein in der Elektrotechnik. Obgleich ihre technische Durchbildung noch lange nicht abgeschlossen ist, hat sie bereits heute durch ihre Anwendungen als Verstärker (elektrisches Mikroskop), als Gleichrichter und als Schwingungserzeuger in der Fernsprech- und namentlich in der Hochfrequenztechnik umwälzend gewirkt und der technischen Entwicklung Möglichkeiten eröffnet, deren Tragweite sich noch nicht absehen läßt. In der vorliegenden Monographie gibt der Verfasser vom Standpunkt des technischen Physikers eine leichtverständliche Darlegung der Wirkungsweise der Röhre in ihrer Anwendung als Verstärker, Schwingungserzeuger und Audion (Gleichrichter). Die Theorie der Verstärker wird in engem Anschluß an Barkhausen entwickelt. Wer tiefer in dieses Gebiet eindringen will, wird freilich außerdem auf die grundlegenden Arbeiten von Schottky zurückgreifen müssen. Den Hauptteil des Büchleins bildet der Abschnitt über den Röhrensender. Durch eine glückliche Verbindung von Rechnung und zeichnerischer Konstruktion gelingt es dem Verfasser, auf verhältnismäßig einfache Art Einblick in den Schwingungsvorgang und die zum Teil recht verwickelten Zusammenhänge beim Röhrensender zu gewinnen. Nach diesem Verfahren wird ferner zum erstenmal eine befriedigende Theorie des Schwingaudions gegeben. Für die technische Fortentwicklung der Röhrengeneratoren dürfte sich das Möllersche Verfahren noch weiterhin als fruchtbar erweisen.

Das Büchlein gibt eine gute in sich geschlossene Darstellung des vorgetragenen Gebietes. Daß die Literatur nur zum Teil berücksichtigt ist und die historischen Notizen nicht immer genau sind, wird durch die Neuheit des Gegenstandes und seine stürmische Entwicklung hinreichend erklärt.

K. W. Wagner.

A. Wehnelt, Das Handfertigkeitspraktikum. Ein Hilfsbuch für den Handfertigkeitsunterricht an höheren Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Mit 34 Abbildungen. XII und 138 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1920. (Geheftet M. 10.— + Sortimentsaufschlag.)

Der Verfasser hat vor 8 Jahren ein Handfertigkeitspraktikum im Physikalischen Institut der Universität Berlin eingerichtet, an dem die Studierenden der Physik in den ersten beiden Semestern teilnehmen. Das vorliegende Buch soll zunächst als Hilfs- und Nachschlagebuch bei diesem Praktikum dienen. Auf den ersten Blick erkennt man aber, daß seine Bedeutung weit darüber hinausreicht. Für jeden Physiker, der beim experimentellen Arbeiten nicht einen vielseitig gebildeten Mechaniker zur Seite hat, und der genötigt ist, sich gelegentlich selbst an die Drehbank zu stellen, wird das Buch mit seinen zahlreichen sehr anschaulichen Abbildungen von Werkzeugen und Handgriffen und den vielen Rezepten (z. B. für Tischlerleim, Versilberungsflüssigkeit, Entwickler usw.) von größtem Nutzen sein. Es ist in folgende Kapitel gegliedert: Die Einrichtung der Werkstatt, die Papparbeiten, die Bearbeitung des Holzes, die Bearbeitung von Metallen, die Bearbeitung des Glases, die Photographie.

Bedauerlich erscheint dem Referenten nur, daß die Benutzung dieses ganz ausgezeichneten Buches nicht durch ein Schlagwörterverzeichnis erleichtert wird. Henning.

E. Marx, Handbuch der Radiologie. Band I. (Townsend, Ionisation der Gase; Geitel, Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre.) 473 S. mit 166 Fig. und Abb. im Text. Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft, 1920 (gebd. 82 M.).

Durch äußere Umstände verzögert, konnte der erste Band des bekannten Handbuches erst jetzt erscheinen; Druck und Ausstattung stehen auch hier wieder auf anerkennenswerter Höhe. Es steht also nunmehr nur noch der letzte (sechste) Band aus, der die Theorien der Radiologie enthalten soll.

Im ersten Artikel gibt Townsend auf rund 400 Seiten eine Übersicht über das Gebiet der Elektrizitätsleitung in Gasen, zum Teil in ganz vorzüglicher, zum Teil allerdings in recht unvollständiger Form. Soweit die bis 1914 zurückliegende Abschlußzeit des Manuskriptes die Nichtberücksichtigung der neueren Literatur erklärt, gibt der Herausgeber des Handbuches in einem Vorwort die wesentlichsten Lücken selbst an und nennt die Gründe, die ihn veranlaßten, trotzdem den Artikel von Townsend in unveränderter Form erscheinen zu lassen; Gründe, die man im allgemeinen wohl gelten lassen muß und die in der derzeitigen wirtschaftlichen Lage und in dem lähmenden Einfluß der Kriegszeit liegen. Trotzdem wird man lebhaft bedauern müssen, daß gerade dieser Artikel, der „Einleitung und Fundament“ zu dem ganzen schönen und groß angelegten Werk sein sollte, unter der Ungunst der Verhältnisse gelitten hat. Denn gerade in den letzten Jahren hat sich in manchen ganz wesentlichen Punkten, abgesehen von vielen Einzelheiten, die Einsicht in die mit der Elektrizitätsleitung in Gasen zusammenhängenden Dinge so sehr vertieft und die Auffassung der dabei eine

Rolle spielenden Elementarvorgänge so sehr geändert, daß das von Townsend gezeichnete Bild vielfach nicht mehr dem heutigen Standpunkt entspricht. Andererseits können aber ausgedehnte Teile der Townsendschen Darlegungen auch heute noch als durchaus vollwertig gelten und besitzen den Reiz einer originellen und — wie dies unstreitig ein Vorzug englicher Lehrbücher überhaupt ist — wirklich physikalisch empfundenen Behandlung der einschlägigen Fragen.

Abzüglich der durch die genannten Gründe bedingten Lücken wird man dem Verf. aber leider den Vorwurf kaum ersparen können, die in einem Handbuch anzustrebende Vollständigkeit in der Verarbeitung der Literatur nicht erreicht zu haben. Soweit es sich in dem vorliegenden Artikel um eine allgemeine Einleitung handelt, die in großen Zügen über das gesamte Gebiet orientieren soll und in späteren Artikeln eine ergänzende ausführliche Darstellung der einzelnen Teilgebiete gegeben wird, wird man darin keinen Fehler, unter Umständen sogar einen Vorzug sehen. Bezüglich aller Fragen aber (wie z. B. hier die der Ionenleitung in dichten Gasen, der eigentlichen Ionenphysik, der Mechanik der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen u. dgl.), die an anderer Stelle nicht mehr berührt werden, ist eine objektive und möglichst erschöpfende Darstellung der ganzen Literatur wünschenswert, die zwar durchaus kritisch sein soll, alle subjektiven Gesichtspunkte jedoch tunlichst in den Hintergrund stellt.

Im zweiten Teil des Bandes bespricht Geitel die Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre. In sorgfältiger und durchaus objektiver Arbeit ist die gesamte Literatur berücksichtigt und es dürfte kaum eine Untersuchung von Bedeutung über die radioaktiven Stoffe in Gesteinen, in Wässern und in der Atmosphäre, über die Methoden der zu ihrer Bestimmung und über die anschließenden geophysikalischen und meteorologischen Fragen vergessen sein. Nicht behandelt wurden in bewußter Beschränkung auf die Ursachen der Ionisation der Atmosphäre die eigentlichen luftelektrischen Fragen und nur hier könnte es mitunter zweifelhaft sein, ob die Grenze zwischen dem Thema dieses Artikels und dem Gebiet der Luftelektrizität nicht vorteilhaft etwas weiter hätte gezogen werden sollen. Seeliger.

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

17. Band. Jahr 1920. Heft 3.

Magnetismus und Atombau.

Von **O. v. Auwers.**

(Mit 6 Figuren.)

Inhalt.

Literatur.

I.

1. S. Hilpert, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **10**, 91—120, 1913.
2. P. Langevin, Ann. de Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905.
3. E. Rosenbohm, Zeitschr. f. phys. Chem. **93**, 693, 1919.
4. A. Quartaroli, Gazz. Chim. ital. **46**, I, 225, 1916.
5. P. Curie, Ann. de Chim. Phys. (7) **5**, 289, 396, 1895.
6. P. Weiss, Journ. de Phys. (4) **6**, 661, 1907.
7. P. Weiss, Phys. Zeitschr. **9**, 358, 1908.
8. P. Weiss, Journ. de Phys. (5) **1**, 900, 1911.
9. P. Weiss, Journ. de Phys. (5) **1**, 965, 1911.
10. P. Weiss, C. R. **157**, 1405, 1913.
11. P. Weiss, C. R. **158**, 29, 1914.
12. P. Weiss, Ann. de Chim. Phys. (9) **1**, 134, 1914.
13. W. Voigt u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. (4) **24**, 492, 1907.
14. W. Finke, Ann. d. Phys. (4) **31**, 149, 1910.
15. P. Weiss, Phys. Zeitschr. **6**, 779, 1905.
16. R. Gans, Gött. Nachr. 1910, S. 197.
17. P. Weiss, Phys. Zeitschr. **12**, 935, 1911.
18. J. R. Ashworth, Phil. Mag. (6) **30**, 711, 1915.
19. K. Honda, Phys. Zeitschr. **15**, 705, 1914.
20. P. Weiss u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. phys. Labor. Leiden **114**, 3, 1910.
21. E. Feytis, C. R. **152**, 708, 1911.
22. P. Weiss, C. R. **152**, 688, 1911.
23. W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660, 1908.
24. Th. Wereide, Ann. d. Phys. (4) **49**, 976, 1916.

25. Th. Wereide, Ann. d. Phys. (4) **52**, 283, 1917.
26. Th. Wereide, Ann. d. Phys. (4) **53**, 574, 1917.
27. E. Beck, Ann. d. Phys. (4) **60**, 144—148, 1919.
28. A. Korn, Phys. Zeitschr. **17**, 112, 1916.
29. L. Vegard, Ann. d. Phys. (4) **53**, 27, 1917.
30. Th. Wereide, Ann. d. Phys. (4) **52**, 289, 1917.
31. W. Voigt, Ann. d. Phys. (4) **9**, 115, 1902.
32. J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **6**, 681, 1903.
33. J. A. Ewing, Proc. Roy. Soc. **48**, 342, 1890.
34. J. A. Ewing, Magn. Indukt., deutsch v. L. Holborn u. St. Lindeck, Berlin u. München 1892, S. 277.
35. W. Weber, Werke **3**, 541, 1893.
36. R. Gans u. H. Isnardi, Ann. (4) **52**, 179, 1917.
37. R. Gans, Gött. Nachr. 1911, S. 118.
38. R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **22**, 481, 1907.
39. R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **27**, 1, 1908.
40. R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **29**, 301, 1909.
41. H. du Bois, Ann. d. Phys. (4) **13**, 289, 1904.
42. F. Krüger, Ann. d. Phys. (4) **50**, 346, 1916.
43. H. du Bois, Ann. d. Phys. (4) **14**, 209, 1904.
44. G. Borelius, Ann. d. Phys. (4) **58**, 489, 1919.
45. E. A. Holm, Ann. d. Phys. (4) **47**, 1, 1914.
46. J. Kroo, Ann. d. Phys. (4) **42**, 1334, 1913.
47. W. H. Keesom, Phys. Zeitschr. **15**, 8, 86, 1914.
48. E. Oosterhuis, Phys. Zeitschr. **14**, 862, 1913.
49. W. H. Keesom, Phys. Zeitschr. **15**, 723, 1914.
50. A. Einstein u. W. J. de Haas, Verh. d. D. Phys. Ges. **17**, 152, 1915.
51. A. Einstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 173, 1916.
52. W. J. de Haas, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 423, 1916.
53. E. Beck, Ann. d. Phys. (4) **60**, 109, 1919.
54. E. Beck, Phys. Zeitschr. **20**, 490, 1919.
55. J. Q. Stewart, Phys. Rev. (2), **11**, 100, 1918.
56. G. Arvidsson, Phys. Zeitschr. **21**, 88, 1920.
57. A. Heydweiller, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 1063, 1911.
58. A. Heydweiller, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1120, 1913.
59. H. Stüdemann, Diss. Rostock 1913.
60. P. Philipp, Diss. Rostock 1914.
61. B. Cabrera u. E. Moles, Arch. de Gén. (4) **35**, 425, 502, 1913.
62. A. Piccard, Arch. de Gén. **34**, 522, 1912.
63. A. Piccard, Arch. de Gén. **35**, 209, 340, 458, 1913.
64. P. Weiss u. A. Piccard, C. R. **155**, 1234, 1912.
65. P. Sève, Ann. Chim. Phys. **27**, 189, 425, 1912.
66. P. Sève, Journ. de Phys. **3**, 8, 1913.
67. J. W. de Haas u. P. Drapier, Ann. d. Phys. (4) **42**, 673, 1913.
68. H. C. Hayes, Phys. Rev. (2) **3**, 295, 1914.
69. P. Weiss, Arch. de Gén. (4) **35**, 406, 1913.
70. H. Allen, Phil. Mag. (4) **29**, 714, 1915.

71. P. Weiss, C. R. **156**, 1674, 1836, 1913.
72. P. Weiss, Arch. de Gén. (4) **37**, 105, 201, 1914.
73. K. Honda u. T. Ishawara, Proc. Tok. Math. Phys. Soc. (2) **8**, 117, 1915.
74. H. Procopiu, Bull. de l'acad. roum. Boucar. **1**, 151, 1913.
75. K. Honda, Science rep. Tohoku imp. univ. **3**, 171, 1913.
76. G. Vallauri, Phys. Zeitschr. **14**, 118, 1913.
77. A. Quartaroli, Gazz. chim. ital. **48**, I, 79, 1918.
78. R. Gans, Ann. d. Phys. (4), **49**, 149, 1916.
79. K. Overbeck, Ann. d. Phys. (4) **46**, 677, 1915.
80. K. Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1027, 1910.
81. W. Trenkle, Ann. d. Phys. (4) **19**, 692, 1906.
82. H. Nagaoka, Ann. d. Phys. (4) **59**, 66, 1896.
83. O. E. Frivold, Ann. d. Phys. (4) **57**, 471, 1918.
84. Landolt-Börnstein-Roth, Phys.-Chem. Tab. (4) 1244, 1912, a) S. 680, b) S. 655, c) S. 679, d) 678, e) 644.
85. G. Tammann, Zeitschr. f. phys. Chem. **65**, 73, 1909.
86. R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **50**, 163, 1916.
87. W. Arkadiew, Phys. Zeitschr. **14**, 928, 1913.

II.

88. G. Tammann, Zeitschr. f. Elektrochem. **15**, 486, 1909.
89. G. Tammann, Phys. Zeitschr. **10**, 519, 1909.
90. E. Wedekind, Magnetochemie, Berlin 1911, 114 S.
91. G. Goldberg, Zeitschr. f. Elektrochemie **34**, 873, 1913.
92. G. Tammann, Metallographie, Leipzig 1914, S. 316—328.
93. G. Eger[1]), Zeitschr. f. Metallographie **5**, 278, 1914.
94. G. Eger, Zeitschr. f. Metallographie **6**, 89, 261, 297, 1914.
95. G. Eger, Zeitschr. f. Metallographie **7**, 93, 1915.
96. G. Eger, Zeitschr. f. Metallographie **9**, 115, 1918.
97. M. Giua u. C. Giua-Lollini, Mailand 1917.
98. B. Cabrera, Journ. de Chim. Phys. **16**, 442, 1918.
99. W. D. Harkins u. R. E. Hall, Zeitschr. f. anorg. Chem. 97, 175, 1916.
100. M. Owen, Ann. d. Phys. (4) **37**, 657, 1912.
101. F. H. Loring, Chem. News **109**, 121, 133, 1914.
102. K. Honda, Phys. Zeitschr. **11**, 1078, 1910.
103. G. Jaeger u. St. Meyer, Ann. d. Phys. **63**, 83, 1897.
104. S. Hilpert, Th. Dieckmann u. E. Colver-Glauert, Trans. Far. Soc. 8, 207, 1912.
105. E. Wedekind u. C. Horst, Chem. Ber. **45**, 262, 1912.
106. E. Wedekind u. P. Hausknecht, Chem. Ber. **46**, 3763, 1913.
107. E. Wedekind u. C. Horst, Chem. Ber. **48**, 105, 1915.
108. A. Quartaroli, Gazz. chim. ital. **46**, II, 219, 1916.
109. M. Billy, C. R. **155**, 777, 1913.

1) In den Arbeiten (93)—(96) sind mehr als 200 hier größtenteils nicht berücksichtigter Arbeiten besprochen.

110. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **5**, 1060, 1110, 1909; C[1]) 1910 I 246.
111. P. Pascal, Bull Soc. Chim. (4) **7**, 17, 45, 1910; C 1910 I 809.
112. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **9**, 6, 79, 134, 177, 336, 1911; C 1911 I 1497.
113. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **9**, 809, 868, 1911; C 1911 II 1316, 1851.
114. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **11**, 111, 159, 1912; C 1912 I 885.
115. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **11**, 201, 1912; C 1911 I 1541, 1912 I 1277.
116. P. Pascal, Bull. Soc. Chim. (4) **11**, 636, 1912; C 1912 II 907.
117. P. Pascal, Ann Chim. Phys. (8) **5**, 1060; C 1911 I 1497.
118. P. Pascal, Ann. Chim. Phys. (8) **7**, 17; C 1911 I 1497.
119. P Pascal, Ann. Chim. Phys. (8) **19**, 5, 1910; C 1910 I 809, C 1911 I 1497.
120. P. Pascal, Ann. Chim. Phys. (8) **25**, 289, 1912; C 1912 I 1438.
121. P. Pascal, Ann. Chim. Phys. (8) **29**, 218, 1913; C 1913 II 236.
122. P. Pascal, C. R. **147**, 56, 242, 366, 742, 1908; C 1908 II 578, 842, 1911.
123. P. Pascal, C. R. **147**, 1290, 1908; C 1909 I 333.
124. P. Pascal, C. R. **148**, 413, 1909; C 1909 I 1076.
125. P Pascal, C. R. **149**, 342, 508, 1909; C 1909 II 1297, 1786.
126. P. Pascal, C. R. **150**, 1054, 1167, 1514, 1910; C 1910 II, 3, 60, 361.
127. P. Pascal, C. R. **152**, 862, 1010, 1911; C 1911 II 1540, 1541.
128. P. Pascal, C. R **152**, 1852, 1911; C 1911 II 418.
129. P. Pascal, C. R. **156**, 323, 1913; C 1913 I, 987.
130. P. Pascal, C. R. **158**, 37, 1914; C 1914 I 854.
131. P. Pascal, C. R. **158**, 1895, 1914; C 1914 II 452.
132. P. Pascal, C. R. **159**, 129, 1914; C 1915 I 1043.
133. E. Wedekind, Fortschr. d. Chem., Phys. u. phys. Chem. **9**, 287, 1914.
134. A. Quartaroli, Gazz. chim. ital. **45**, II, 406, 1915.
135. A. Quartaroli, Gazz. chim. ital. **48**, I, 65, 1918.
136. R. J. Meyer u. J. Wuorinen, Zeitschr. f. anorg. Chem. **80**, 7 (32) 1913.
137. B. Urbain u. G. Jantsch, C. R. **147**, 1286, 1908.
138. G. Urbain, C. R. **149**, 37, 1909.
139. G. Urbain, C. R. **150**, 913, 1910.
140. G. Urbain, C. R. **152**, 141, 1911.
141. S. Hilpert u. Th. Dieckmann, Chem. Ber. **48**, 1281, 1916.
142. J. Lifschitz u. E. Rosenbohm, Zeitschr. f. Elektrochem. **21**, 499, 1915.
143. P. Pfeiffer, Chem. Ber. **47**, 1580, 1914.
144. R. Vogel, Zeitschr. f. anorg. Chem. **102**, 177 (181—182), 1918.
145. G. Hannesen, Zeitschr. f. anorg. Chem. **89**, 257, 1914.
146. K. Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1003, 1910.
147. G. Tammann, Zeitschr. f anorg. Chem. **91**, 263, 1915.
148. F. C. Thompson, Phil. Mag. (6) **31**, 357, 1916.
149. E. Gumlich, Abh. d. PTR IV, 3, S. 293, 302, 313, 317, 322, 1918.
150. R. Dieterle, Ann. d. Phys. (4) **59**, 343, 1919.
151. S. Hilpert, E. Colver-Glauert, Zeitschr. f. Elektrochem. **17**, 750, 1911.
152. P. Weiss, Arch. f. Elektrotechn. **2**, 1, 1913.

1) Über die Bedeutung von „C" vgl. S. 210.

153. W. Guertler u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. **47**, 163, 1905.
154. J. J. Lonsdale, Phys. Zeitschr. **14**, 581, 1913.
155. W. Mathesius, Diss. Berlin 1911.
156. S. Hilpert, E. Colver-Glauert u. W. Mathesius, Stahl u. Eisen **32**, 96, 1912.
157. G. Rumelin u. K. Fick, Ferrum **12**, 41, 1915.
158. A. Preuß, Diss. Zürich 1912.
159. P. Weiss, The Electrician **69**, 320, 1912.
160. P. Weiss, Mitt. d. Int. Verb. Mat. Prüf. d. Techn. **2**, 1, 1912.
161. P. Weiss, The Engineering and Mining Journ. **95**, 101, 1913.
162. P. Weiss, C. R. **156**, 1970, 1913; Chem. C.-Bl. 1913 II 649.
163. J. de Freudenreich, Arch. de Gén. (4) **38**, 36, 1914; C 1914 II 819.
164. R. Ruer u. K. Kaneko, Ferrum **11**, 33, 1913.
165. R. Ruer u. K. Kaneko, Phys. Zeitsch. **15**, 17, 1914.
166. Tr. D. Yensen, Elektrotechn. Zeitschr **36**, 589, 1915.
167. W. Guertler u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. **45**, 205, 1905.
168. E. Colver-Glauert u. S. Hilpert, Zeitschr. f. angew. Chem. **26**, 181, 1913.
169. P. Weiss u. G. Foex, Arch. de Gén. (4) **31**, 5, 89, 1911; C 1911 I 1178.
170. U. Raydt u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. **83**, 257, 1913.
171. S. Hilpert u. Th. Dieckmann, Chem. Ber. **44**, 2378, 1911.
172. R. Vogel, Zeitschr. f. anorg. Chem. **99**, 25, 1915.
173. W. Wahl, Zeitschr. f. anorg. Chem. **66**, 60, 1910.
174. K. Lewkonja, Zeitschr. f. anorg. Chem. **59**, 293, 1908.
175. S. Żemczużny u. J. Schepelew, Zeitschr. f. anorg. Chem. **64**, 245, 1909.
176. Granger[1]), Contrib. à l'étude des phosph. mét., S. 54.
177. K. Hiege, Zeitschr. f. anorg. Chem. **83**, 253, 1913.
178. M. Waehlert, Chem. C.-Bl. 1914, II, 919.
179. U. Raydt u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. **83**, 246, 1913.
180. A. Stock u. E. Kuß, Chem. Ber. **47**, 810 (820), 1914.
181. H. Giebelhausen, Zeitschr. f. anorg. Chem. **91**, 251, 1915.
182. F. Heinrich, Zeitschr. f. anorg. Chem. **83**, 322, 1913.
183. H. Wünsche, Ann. d. Phys. (4) **7**, 116, 1902.
184. A. Binet du Jassoneix, Chem. Ber. **40**, 3193, 1907.
185. E. Wedekind, Chem. Ber. **40**, 1259, 1907.
186. E. Wedekind, Chem. Ber. **40**, 3851, 1907.
187. E. Wedekind u. Th. Veit, Chem. Ber. **41**, 3769, 1908.
188. S. Hilpert u. J. Pannescu, Chem. Ber. **46**, 3479 (3485), 1913.
189. E. Wedekind u. Th. Veit, Chem. Ber. **44**, 2663, 1911.
190. S. Hilpert u. Th. Dieckmann, Chem. Ber. **47**, 783, 1914.
191. S. Hilpert u. Th. Dieckmann, Chem. Ber. **47**, 780, 1914.
192. E. Wedekind, Zeitschr. f. phys. Chem. **66**, 614, 1909.
193. G. Hindrichs, Zeitschr. f. anorg. Chem. **59**, 414, 1908.
194. B. Cabrera, E. Moles u. M. Marquina, Journ. Chim. Phys. **16**, 11, 1918.

1) Dieses Werk war dem Verfasser nicht zugänglich.

195. G. Arrivant, Zeitschr. f. anorg. Chem. **83**, 193, 1913.
196. R. S. Williams, Zeitschr. f. anorg. Chem. **55**, 1, 1907.
197. P. Siebe, Zeitschr. f. anorg. Chem. **108**, 161, 1919.
198. K. Honda u. T. Soné, Science rep. Tohoku imp. univ. (1) 2, 1, 1913.
199. E. L. Dupuy, C. R. **158**, 793, 1914.
200. P. Leroux, C. R. **156**, 1764, 1913; Chem. C.-Bl. 1913, II, 421.
201. T. Guesotto u. M. Binghinotto, Nuovo Cimento (6) **6**, 2, 326, 1913.
202. J. R. Meyer u. H. Goldenberg, Nernst-Festschrift 1912, S. 305.

III.

203. Fr. Heusler, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 219, 1903.
204. Fr. Heusler, Wallach-Festschrift, S. 467, 1909.
205. Fr. Heusler, W. Starck u. E. Haupt, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 219, 1903.
206. E. Haupt, Inaug.-Diss., Marburg 1904.
207. W. Preußer, Inaug.-Diss., Marburg 1908.
208. Fr. Heusler u. F. Richarz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **61**, 265, 1909.
209. Fr. Heusler u. E. Take, Trans. Faraday Soc. 8 [1], 1912 und Phys. Zeitschr. **13**, 897, 1912.
210. Fr. Heusler, Zeitschr. f. anorg. Chem. **88**, 185, 1914.
211. E. Take u. A. Semm, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 971, 1914.
212. A. Semm, Inaug.-Diss., Marburg 1915.
213. O. v. Auwers, Ann. d. Phys. **63**, 867, 1920.
214. O. v. Auwers, Zeitschr. f. anorg. Chem. **108**, 49, 1919.
215. E. Take, Schriften d. Ges. zur Bef. d. ges. Naturwiss. zu Marburg **13**, Abteilg. 6, 299, 1906. — Ann. d. Phys. **20**, 849, 1906.
216. E. Take, Abhandl. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Kl., N. F. **8**, Nr. 2, 1911.
217. Fr. Heusler, Sitz. Ber. Ges. Befördg. d. ges. Naturw. Marburg S. 98, Nov. 1905.
218. P. Asteroth, Inaug.-Diss., Marburg 1907.
219. F. Richarz, Phys Zeitschr. **12**, 1155, 1911.
220. E. Gumlich, E.T.Z. **36**, 675, 1915.
221. F. A. Schulze, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **12**, 822, 1910.
222. E. Dippel, Inaug.-Diss., Marburg 1910.
223. K. Ihde, Inaug.-Diss., Marburg 1912.

Im Gegensatz zu den zahlreichen Untersuchungen über elektrische Leitfähigkeit, Spannungsdifferenzen, Dehnbarkeit, Härte und andere physikalische Eigenschaften der Legierungen sind genauere magnetische Messungen an Legierungen bisher nur in wesentlich geringerem Umfang ausgeführt worden. Es mag das zum Teil daran liegen, daß Leitfähigkeitsmessungen u. a. mit den gebräuchlichsten Instrumenten bequemer auszuführen sind als etwa Bestimmungen der Magnetisierungsintensitäten. Da aber vom Standpunkt der molekularen Erforschung der Materie weitgehende Kenntnis gerade der magnetischen Tatsachen

einblickversprechend ist — wenn sich dieses Gebiet der Forschung auch noch nicht mit serienspektralen messen kann —, sei im Folgenden möglichst kurz zusammenfassend über das berichtet, was bisher an Beobachtungsmaterial vorliegt und was Wesentliches sich etwa an Zusammenhängen zwischen Magnetismus und Atombau schon hat aufdecken lassen. Dabei wird unser Bericht in Anknüpfung an S. Hilpert (1) hauptsächlich das besprechen, was jener von seinen Betrachtungen ausschloß, d. h. erstens die Magnetonentheorie (Abschnitt I), im übrigen aber dessen Angaben bis in die Gegenwart ergänzen (Abschnitt II) und zweitens die magnetischen Arbeiten des Marburger Institutes (Abschnitt III). Ausgeschlossen von unserer Besprechung sollen bleiben alle magnetooptischen Tatsachen, wie der Kerreffekt, ebenso der Hall- und Zeemaneffekt, auch magnetomechanische und elektrische, die reiche Beziehungen zum Aufbau der Atome oder Molekeln ergeben, uns hier aber weit über den Rahmen eines Berichtes hinausführen würden.

I.

Elektronentheorien des Dia-, Para- und Ferromagnetismus und die Magnetonentheorie.

Allen Elektronentheorien des Magnetismus gemeinsam ist die Auffassung, daß sich die Erscheinungen des Dia-, Para- und Ferromagnetismus aus der Anwendung bekannter (mechanischer oder elektrodynamischer) Gesetze auf rotierende Atome oder auf in diesen zirkulierende Elektronen erklären lassen müssen. Ob dabei die mechanischen Gesetze der Kreiselbewegung mit den Erscheinungen der Präzession und Nutation ausreichen oder Induktionsgesetze bewegter Ladungen zu Hilfe gezogen werden müssen, läßt sich heute noch nicht übersehen. Der Ausgangspunkt aller aber ist es, daß Elektrizitätsmengen, seien es Oberflächenladungen oder Elektronen, auf Kugelschalen oder Kreisen bewegt werden.

Wenn wir, im Sprachgebrauch unserer heutigen Anschauungen von Elektronen statt Oberflächenladungen redend, annehmen, daß in jeder Molekel mehrere Elektronen im Umlauf sind, deren magnetische Momente sich geometrisch addieren, dann ist es einleuchtend, daß zwei verschiedene Ergebnisse denkbar sind: entweder die magnetischen Momente aller zirkulierenden Elektronen heben sich gegenseitig auf, ihre Summe ist gleich Null, oder sie tun es nicht, ihre Summe ist ungleich Null. Die Summe ist maßgebend für den nach außen in die Erscheinung tretenden magnetischen Charakter der gesamten Molekel.

Der erste Fall stellt nach P. Langevin (2) eine magnetisch neutrale Molekel dar, die keine Tendenz hat, ihre Achse einem äußeren Feld parallel zu stellen, also auch keine Sättigungserscheinungen mit zunehmender Feldstärke aufweisen kann, kurzum diamagnetisches Verhalten zeigt.

Im zweiten Fall dagegen wirkt ein äußeres Feld mehr oder weniger stark auf das resultierende Moment: wir haben Paramagnetismus. Als Beispiel für den ersten Fall mag auf den Diamagnetismus der dreiwertigen Kobaltiake hingewiesen werden (vgl. (3)), während das Gegenstück dazu nach Quartaroli (4) die Elemente mit großen Kontravalenzen im Sinne von Werner und Abegg darstellen, deren Unsymmetrie erst in den C-Verbindungen ausgeglichen wird.

Im Augenblick der Entstehung eines äußeren Feldes wirkt dieses auf die Elektronenbahnen jeder Molekel stets im Sinne der Lentzschen Regel, muß also in jeder Materie Diamagnetismus hervorrufen. In die Erscheinung treten kann dieser allerdings nur da, wo der Paramagnetismus den Diamagnetismus nicht überdeckt.

In dieser Auffassung Langevins ist sowohl die Ansicht W. Webers enthalten, daß Diamagnetismus durch Induktion hervorgerufen werde und theoretisch auch im Eisen vorhanden sein müsse, als auch das gesamte thermische Beobachtungsmaterial über magnetische Erscheinungen.

Denn es ist ebenso klar, daß der Diamagnetismus als innermolekulare Eigenschaft von der Temperatur unabhängig sein muß, da sie von der Translations- und Rotationsbewegung der Gesamtmolekel nicht beeinflußt werden kann, wie ferner aus der Langevinschen Auffassung folgt, daß der Paramagnetismus, d. h. also die Möglichkeit der Gleichrichtung der magnetischen Achsen der mit einem magnetischen Gesamtmoment (ungleich Null) ausgerüsteten Molekeln durch ein äußeres Feld die Resultante zweier widerstreitender Kräfte sein muß, nämlich dieser Richtkraft des äußeren Feldes auf jede einzelne Molekel und der desorientierenden Kraft der ungeordneten Wärmebewegung. Daraus folgt, daß die Intensität des Paramagnetismus umso größer sein muß, je stärker das richtende Feld und je niedriger die Temperatur ist, weil mit ihr die thermische Agitation abnimmt. Ferner müßten unendlich große Felder stets Sättigung der Magnetisierungsintensität erzeugen, weil dann trotz der Wärmebewegung alle Achsen parallel gerichtet und gehalten werden können, und andererseits beim absoluten Nullpunkt das geringste äußere Feld genügen, Sättigung hervorzurufen (vgl. hierzu die Theorie von Gans S. 196ff.). Denn das magnetische Moment jeder einzelnen Molekel ist gleich der Sättigungsintensität auf die Volumeneinheit bezogen, dividiert durch die Avogadrosche Zahl.

Es überrascht also nicht, für das Curiesche Gesetz (5) der Temperaturabhängigkeit der paramagnetischen Suszeptibilität χ von der Temperatur die Form:

$$\chi = \frac{C}{T}$$

zu finden, wobei C die sog. Curiesche Konstante, und T die absolute Temperatur bedeuten, oder genauer bei Langevin:

$$\chi_m = \frac{\sigma_{m0}{}^2}{3RT},$$

wenn χ_m der molekulare Magnetisierungskoeffizient, σ_{m0} das magnetische Moment der Grammolekel bei 0^0 abs. und R die Gaskonstante ist. Diese einfachen Vorstellungen Langevins finden sich bestätigt innerhalb weiter Grenzen bei Messungen an Gasen und ferromagnetischen Salzen, tiefe Temperaturen jedoch ausgenommen.

Einen wesentlichen Fortschritt hat P. Weiss (6—12) in die bisher umrissene Theorie von Langevin dadurch gebracht, daß er die gegenseitige Wirkung der Molekularmagnete aufeinander berücksichtigte. Wollte man in paramagnetischen Substanzen Sättigung hervorrufen, würde man Felder von 10^7 Gauß benötigen, die man vorläufig technisch noch nicht erzeugen kann. Doch nimmt Weiss an, daß diese Felder bei den ferromagnetischen Substanzen von den Molekeln selbst erzeugt werden, eine Vorstellung, die weitgehend durch Experimente gestützt werden kann. Es ist leicht verständlich, daß sich derartige Felder in Kristallen nach den verschiedenen Richtungen verschieden stark geltend machen können, daß Kristalle also magnetisch anisotrop sind. Entsprechend dieser Verschiedenheit des molekularen Feldes nach der Richtung muß auch die Beeinflußbarkeit der Magnetisierungsintensität durch ein äußeres Feld in verschiedenen Richtungen verschieden sein. So zeigen z. B. Magnetit, Magnetkies (Pyrrhotin) (13, 14) und andere Kristalle eine hohe Sättigungsintensität in der sog. „magnetischen Ebene", während diese senkrecht dazu gleich Null ist. Erst starke Felder (15) von mehreren 1000 Gauß können eine schwache Ablenkung der Molekelachsen, d. h. eine schwache Suszeptibilität hervorrufen, etwa von der Größenordnung paramagnetischer Eisenverbindungen; d. h. also, daß ein Kristall durch die Wirkung seines eigenen molekularen Feldes in der einen Richtung ferromagnetisch, und senkrecht dazu paramagnetisch sein kann. Weiss konnte mit Hilfe seiner Theorie die Sättigung in der magnetischen Ebene zu 150 000 Gauß und senkrecht dazu zu nur 7300 Gauß berechnen. Eine Folge hiervon sind die

rechteckigen Hysteresisschleifen (Fig. 1), die Weiss an Kristallen beobachten konnte, die schon Ewing seinen theoretischen Vorstellungen zugrunde gelegt hatte und die später in der Theorie des Ferromagnetismus von R. Gans (16) ihre vollkommenste Ableitung gefunden haben. Sie werden durch das momentane Umschlagen der Molekeln mit dem Feldwechsel bedingt und zeigen an, daß nur (positive oder negative) Sättigungswerte möglich sind. Eventuelle Zwischenwerte sind durch die Annahme, daß nicht alle Molekeln umgeschlagen sind, erklärlich. Man sieht ohne weiteres, daß von dieser besonderen Form der Hysteresisschleife ein stufenweiser Übergang zu allen anderen möglich ist, je nachdem, was für eine kristalline Beschaffenheit das untersuchte Material hat. Weiss selbst (17) vergleicht seine Erweite-

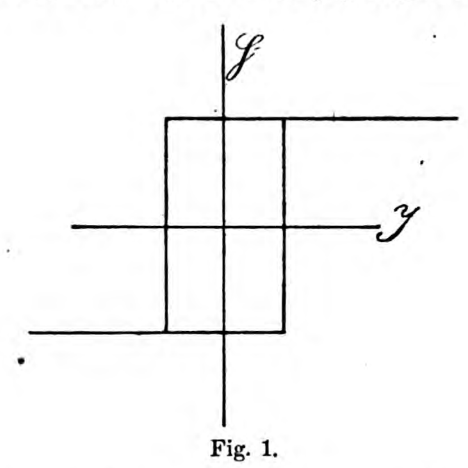


Fig. 1.

rung der Langevinschen Theorie des Paramagnetismus für die Erscheinungen des Ferromagnetismus durch Einführung des molekularen Feldes mit der van der Waalsschen Erweiterung der Dan. Bernoullischen Gasgesetze, denn wie hier die große Dichte der Flüssigkeiten aus den Eigenschaften der Gase, so sei dort die hohe Magnetisierungsintensität der ferromagnetischen Substanzen durch die Eigenschaften des Paramagnetismus erklärt, ein zweifellos zutreffendes Bild (vgl. auch J. R. Ashworth (18)).

Das selbsterzeugte Feld $\mathfrak{H}_m$, das auf jede einzelne Molekel gleichmäßig wie ein äußeres homogenes Feld in Richtung von $\mathfrak{J}$ wirkt, setzt Weiss (12) gleich:

$$\mathfrak{H}_m = N\mathfrak{J} = N\frac{D}{m}\sigma_m,$$

wenn N eine Konstante, $\mathfrak{J}$ das magnetische Moment pro Volumeneinheit, D die Dichte, m das Molekulargewicht und σ_m wieder das magnetische Moment der Grammolekel ist. Es stellt also die Wirkung der Gesamtheit der Molekeln auf eine unter ihnen dar als äquivalent einem homogenen magnetischen Feld, das der Intensität der Magnetisierung proportional und dieser parallel gerichtet ist; damit ist nichts über die wahre Natur und den Ursprung dieses Feldes ausgesagt, wenn es auch scheinbar magnetisch gedeutet ist. Im übrigen denkt sich Weiss die Molekeln frei drehbar wie in Gasen, eine in festen Körpern sicher unzulässige Annahme, die, wie wir sehen werden, spätere Theorien zu beseitigen streben. Das molekulare Feld $N\mathfrak{J}$ ergibt auch ohne äußeres Feld eine bestimmte spontane Magnetisierung, analog der Flüssigkeit, die auch bei dem äußeren Druck Null noch unter dem eignen Druck steht. Jedoch ist diese spontane Magnetisierung nach außen nicht erkennbar, weil keine Richtung in größeren Substanzmengen, die wir uns aus regellosen Kristalliten zusammengesetzt denken müssen (vgl. weiter unten die Theorie von R. Gans S. 197f.), irgendwie bevorzugt ist. Vielmehr dient das äußere Feld nur zur Ausrichtung der Kristallmagnete, was gleichzeitig erkennen läßt, daß die spontane Magnetisierung gleich der Sättigungsintensität bei der betreffenden Temperatur ist. Das äußere Feld ruft also die Magnetisierung nicht hervor, sondern macht sie durch Gleichrichtung nur beobachtbar. Demnach sind magnetisierte und stark magnetisierbare Körper wesensgleich; beide sind bis zur Sättigung magnetisiert, der eine parallel zu einer bestimmten Richtung, der andere regellos. Eine Änderung der spontanen Magnetisierung hervorzurufen, bedarf es unermeßlich großer Kräfte; nur in der Nähe des kritischen Punktes (19), sonst auch häufig Curiescher Punkt genannt, gewinnt diese Möglichkeit praktische Bedeutung. Während die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität bei paramagnetischen Körpern bekanntlich durch das Curiesche Gesetz:

$$\chi_m \cdot T = C$$

gegeben ist, gilt für die ferromagnetischen nach Weiss (12) [1]

$$\chi_m \cdot (T' - \Theta) = C,$$

wobei Θ die kritische Temperatur im absoluten Maß und T' die Beobachtungstemperatur ist. Die Magnetisierung ist also nur dem Überschuß der Temperatur über den kritischen Punkt umgekehrt proportional.

1) Dort auch ausführliche Literatur und Ausnahmen angegeben.

So gut die Theorie in den bisher skizzierten Umrissen viele Erscheinungen der Temperatur- und Feldabhängigkeit des Magnetismus wiederzugeben vermag, treten doch gerade bei den wichtigsten Substanzen, Eisen, Nickel, Kobalt, starke Diskrepanzen zwischen Theorie und Beobachtung auf, die vollends zu beheben das Ziel vieler theoretischer Ansätze war. Weiss (20) findet auch hier eine Darstellungsform, die auf Grund ihrer Leistungsfähigkeit alle anderen weit in den Schatten gestellt hat und deren physikalischen Kern wir uns im folgenden klar machen wollen.

Eine Anpassung der Theorie an die individuellen Verhältnisse der ferromagnetischen Substanzen wäre denkbar durch die Annahme von Zustandsänderungen der Molekeln und damit des magnetischen Momentes. Diese können hervorgerufen sein einmal durch Polymerisationen, d. h. durch Änderung der Masse der Molekel oder zweitens durch Änderung des Polabstandes und mithin des magnetischen Momentes, wie es durch die grundlegenden Veränderungen nahegelegt wird, die die Momente dia, para- und ferromagnetischer Substanzen in chemischen Verbindungen, selbst dem Vorzeichen nach, erleiden können.

Bestrebt, diese Frage zu entscheiden, fanden Weiß und Kamerlingh Onnes, daß die Annahme der Polymerisation, d. h. die Annahme der Konstanz des magnetischen Atommomentes, zu Widersprüchen mit bekannten Tatsachen der Chemie führen würde. Macht man dagegen die zweite Annahme zum Ausgangspunkt der Rechnung[1]), so erkennt man aus den Zahlen leicht, daß sich die Sättigungsintensitäten für Eisen in den Intervallen von $581^0 - 622^0$, $622^0 - 680^0$, $710^0 - 770^0$, $770^0 - 900^0$ und $> 900^0$ innerhalb den Versuchsfehlergrenzen verhalten wie $1:1{,}25:1{,}5:2:2{,}5$ oder wie $4:5:6:8:10$. Damit ist zum ersten Male erkannt und nachgewiesen, daß sich das magnetische Moment einer Molekel sprungweise mit der Temperatur um solche Beträge ändern kann, daß sie in rationalem Verhältnis zueinander stehen. Die Einheit dieses magnetischen Momentes, die definiert ist als das magnetische Moment eines Elementarmagneten, nennt Weiss Magneton und erhält es durch Division des Grammagnetons 1123,5 durch die Avogadrosche Zahl zu $16{,}40 \cdot 10^{-22}$ cgs-Einheiten. Das Grammagneton hat er auf verschiedenen Wegen abgeleitet aus genauen Bestimmungen der magnetischen Grammatommomente, d. h. der Curieschen Konstanten für verschiedene Zustände (z. B. des Eisens), deren gemeinsames Maß

1) Versuchsdaten und Andeutung des rechnerischen Weges finden sich u. a. auch in dem unter (17) zitierten Aufsatz von Weiss, können aber der Kürze halber hier nicht wiedergegeben werden.

es ist, und aus vergleichenden Messungen am Eisen und Nickel bei tiefsten Temperaturen. Die experimentelle Genauigkeit dieser Bestimmungen ist oft bewundernswert; kennt man doch den Wert des Grammagnetons heute schon auf wenige Promille genau. Dabei bestätigt sich die Theorie nicht nur bei paramagnetischen Gasen und Lösungen, sondern auch bei festen Körpern (21), obwohl dazu noch einige einschränkende Annahmen über die Bewegungsmöglichkeiten der Molekeln in festen Körpern nötig sind (6, 7). Mit dieser Grundlage unter den Füßen kann man gleich Schlüsse aus der Diskontinuität der Magnetisierungskoeffizienten des Eisens oberhalb des kritischen Punktes auf den molekularen Aufbau ziehen, denn für das β-Eisen findet man nur dann eine ganze Anzahl Magnetonen, wenn man eine polymerisierte Molekel Fe_3 annimmt und ebenso für γ-Eisen Fe_2 und δ-Eisen nur Fe (22); die stufenweisen Änderungen der Magnetisierungsintensität lassen uns also mit Hilfe der Magnetonentheorie bereits einen Einblick in die Molekularstruktur des Eisens tun, wie man ihn sich befriedigender kaum denken kann.

Eine der schönsten und unbefangensten Bestätigungen der Magnetonentheorie stellt zweifellos die eingehende, aber anscheinend mit nur geringer Literaturkenntnis angefertigte experimentelle Arbeit von E. Rosenbohm (3) über den Magnetismus von Metallammoniaken dar, die, ohne dieses Ziel gekannt, geschweige denn vor Augen gehabt zu haben, die Magnetonenzahlen metallischer Ammoniakverbindungen mit staunenswerter Genauigkeit ganzzahlig findet, allerdings unter Vernachlässigung der diamagnetischen Einwirkung einzelner Halogene und Radikale, die Weiss zu berücksichtigen pflegt. Es wird dabei die an und für sich wenig überzeugende Vermutung ausgesprochen, daß sich im Kristall der Diamagnetismus und der Einfluß der Kristallstruktur gerade aufheben könnten, eine Annahme, die dem Gedankengang der Weissschen Theorie geradezu widerspricht, wenn man unter dem „magnetischen Einfluß der Kristallstruktur" das molekulare Feld verstehen sollte, für die jedoch eine weiter unten zu besprechende Theorie von Gans einen Fingerzeig geben kann.

Die Frage nach der Verbreitung der Magnetonen in der Materie beantwortet Weiss 1911 noch vorsichtig, indem er sagt, daß Magnetonen nachgewiesen seien in *Fe*, *Ni*, *Co*, *Cr*, *Mn*, *V*, *Cu* und *U*, doch sei es naheliegend, sie gleich den Elektronen als Bausteine jeder Materie zu betrachten. W. Ritz (23) hat in einer Arbeit über magnetische Atomfelder und Serienspektren den Zeemaneffekt als Analysator der Rotationsformen der Elektronen unter der Annahme rotierender

Elementarmagnete benutzt, der entsprechend den Serienspektren wohl an allen Substanzen beobachtbar sein wird. Wenn es möglich wäre, diesen Ritzschen elektromagnetischen Mechanismus mit dem Weissschen Magneton zu identifizieren, wäre damit der allgemeine Nachweis der Magnetonen in jeder Materie erbracht. Th. Wereide (24, 25, 26) befaßt sich in mehreren Abhandlungen damit, das Magneton mit anderen Naturkonstanten in Verbindung zu bringen. In der ersten Abhandlung (24) gelingt ihm der Nachweis, daß die Magnetoneneigenschaft nicht als einfache Folge der Elektroneneigenschaften aufgefaßt werden kann, es sei denn, daß wir als Magnetisierung stets nur eine Differenzwirkung zweier entgegengesetzter, quantitativ wesentlich größerer, aber voneinander nicht sehr verschiedener Magnetismen messen. Dieser Gedanke nimmt in einer späteren Arbeit (25) die greifbarere Gestalt von Kernmagnetonen mit entgegengesetztem Vorzeichen an (vgl. auch 27 u. 28) — im Gegensatz zu den bisher als nach außen wirksam angenommenen — und es glückt ihm hiermit über das Plancksche Wirkungsquantum h eine einfache Beziehung zwischen dem magnetischen Moment μ des Magnetons und dem Elektron von der Masse m und der Ladung e herzustellen (vgl. auch 26). Sie lautet:

$$\mu = \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{5} \cdot \frac{he}{4\pi m},$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist (notwendig wegen des elektromagnetischen Maßsystems für μ; im elektrostatischen gemessen fällt $\frac{1}{c}$ fort). Damit[1]) dürfte theoretisch die Existenz des Magnetons in jeder Materie nachgewiesen sein. Dieser Nachweis ist Wereide geglückt, indem er „den Magnetismus der (in den Bohrschen Bahnen sich bewegenden) Elektronen mit dem Magnetismus der Magnetonentheorie (ganz oder teilweise) identifizierte“. Vgl. auch die Berechnung der Avogadroschen Zahl N aus dieser magnetischen Beziehung (30).

An dieser Stelle mag es nötig erscheinen, nachdrücklich darauf hinzuweisen, daß im Auszug wiedergegebene Theorien leicht zu gesichert erscheinen, weil Schwierigkeiten, die sich nicht gerade dem Hauptgedankengang entgegenstellen, unerwähnt bleiben müssen. Deshalb seien im folgenden einige andere Theorien mitgeteilt, die, wenn

1) Übrigens nimmt L. Vegard (29) die Priorität dieser Formel schon für Chalmers Phil. Mag. Jan. 1915 in Anspruch.

auch nicht im gleichen Ansehen praktischer Erprobtheit stehend, doch zur Genüge die Unsicherheit aller theoretischen Gebäude beleuchten und uns erst durch ihre andersartigen Ansätze einige grundlegende Schwierigkeiten bei der Langevin-Weissschen Theorie zum Bewußtsein bringen werden.

Kein Geringerer als W. Voigt hat schon 1902 in einer Abhandlung (31) über eine elektronentheoretische Behandlung des Magnetismus von den üblichen stark abweichende und vielleicht deshalb wenig beachtete Resultate erhalten, deren weitere Verfolgung wohl der Zukunft vorbehalten bleibt. Weder ist es den herrschenden Theorien möglich, Dia- und Paramagnetismus (entsprechend einem oft bewährten Streben der Naturwissenschaft) einheitlich aus derselben Ursache zu erklären, sondern sie müssen vielmehr zwei ganz verschiedene, wesensfremde Annahmen machen (Paramagnetismus durch bewegte Ladungen, Diamagnetismus durch Induktionswirkungen auf diese), noch können sie der Vorstellung der reibunglos und ohne Strahlungsverluste umlaufenden Elektronen entraten, Schwierigkeiten, die man wohl oft zu umgehen suchte, ohne ihrer jedoch befriedigend Herr werden zu können. Voigt weist nun demgegenüber nach, daß die Elektronentheorie entsprechend der Annahme gleichmäßig reibungslos umlaufender Elektronen bei der Einwirkung eines Magnetfeldes überhaupt keine magnetische Erregung ergibt und kommt daher zu der Folgerung, daß (analog optischen Erscheinungen) von widerstandsfreien Molekularströmen wohl kaum die Rede sein kann, diese vielmehr infolge von Energieausstrahlung durch Dämpfung sehr bald von der Felderregung unabhängig werden, daß also, um einen stationären Zustand zu erreichen, immer neue Bewegungsantriebe notwendig sind. Bei dieser Annahme kommt er zu einem (positiven) Resultat, das er in die Worte kleidet: „Die in einem konstanten Magnetfeld bewegten Elektronen eines Körpers geben zu magnetischen Wirkungen [nur] [1]) dann Veranlassung, wenn ihre (wahrscheinlich gegen einen Widerstand stattfindende) Bewegung immer wieder durch irgendwelche völlig regellos verteilte Anstöße unterbrochen (und dadurch eventuell auf konstanter mittlerer Energie erhalten) werden. Dabei wird der Körper para- oder diamagnetische Eigenschaften zeigen, je nachdem nach diesen Anstößen die Bewegung der Elektronen im Mittel einen Überschuß an potentieller oder an kinetischer Energie besitzt.“ Wohlbemerkt leitet die Voigtsche Theorie Para- und Diamagnetismus

1) Dieses [nur] ist von mir eingefügt, um den Gegensatz zu dem ersten negativen Resultat der Untersuchung hervorzuheben. Es soll nicht heißen, daß es die einzig mögliche Lösung ist.

einheitlich aus der gleichen Ursache ab, was neben ihren kinetisch-wahrscheinlichkeitstheoretischen Zügen wohl für sie sprechen mag. Demgegenüber mutet ein Satz (25) wie: „Die Strahlung kennzeichnet die Störungen, die in der Welt des Atoms eintreten; der Magnetismus dagegen charakterisiert die stabilen Elektronenbewegungen, wo keine Strahlung stattfindet", ganz überholt an, obwohl er 14 Jahre nach den oben entwickelten Gedanken ausgesprochen ist. Bemerkenswert ist ein weiteres Ergebnis der Voigtschen Untersuchung, nämlich das, daß rotierende (nicht umlaufende) elektrisch geladene Körper keine Energie ausstrahlen und daß diese ohne Rotationswiderstände in einem Magnetfeld nur Diamagnetismus, mit Widerständen und entsprechenden Bewegungsantrieben jedoch wieder Dia- und Paramagnetismus zulassen.

Den Übergang von dieser unseren heutigen Anschauungen vom Atom nicht entsprechenden Vorstellung rotierender Körperchen zu dem Bohrschen Atommodell zirkulierender Elektronen bietet wohl eine theoretische Untersuchung von J. J. Thomson (32), die zeigt, daß die (störende) Ausstrahlung bei Elektronen, die auf Kreisen in gleichem Abstand angeordnet um die Kreisachse zirkulieren, sehr rasch mit der Anzahl der Elektronen abnimmt, wenn man sich gleichzeitig vergegenwärtigt, daß die ferromagnetischen Elemente, wie *Fe* usw., die linienreichsten Spektren haben.

Eine weitere sehr beachtenswerte Elektronentheorie des Ferromagnetismus hat auf den qualitativen Gedankengängen J. A. Ewings und den theoretischen Arbeiten von W. Voigt, H. A. Lorentz u. a. fußend R. Gans (16) gegeben, deren hauptsächlichsten Resultate kurz folgende sind:

Ewing hatte als erster (33 u. 34) zur Erklärung der Hysteresis (Remanenz und Koerzitivkraft) und der typischen dreiteiligen Form der Nullkurve ferromagnetischer Körper die gegenseitige magnetische Wirkung der Molekularmagnete aufeinander herangezogen, während der Gedanke einer Richtkraft aller Molekeln schon von W. Weber (35) theoretisch verwertet ist. Diesen fruchtbaren Gedanken beibehaltend, hat R. Gans zunächst das Verhalten einer elektrisch geladenen rotierenden Molekel, deren einem Molekularmagneten oder Magneton [1]), wie er sagt, entsprechendes Verhalten in einem Magnetfeld er nachweist, unter Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung verfolgt und

1) Dieses „Magneton" hat ursprünglich nichts mit dem oben definierten Magneton von P. Weiss zu tun, doch läßt auch die Gans sche Theorie die richtige Bestimmung der Anzahl der Molekularmagneten in der Volumeinheit und des magnetischen Momentes eines einzelnen zu.

dabei einerseits die weiter oben beschriebenen Resultate von W. Voigt wiedergewonnen, daß nämlich eine kugelförmige[1]) Molekel von einem magnetischen Feld keine richtende Wirkung auf ihre Achse erleidet, sondern vielmehr Präzessionsbewegungen um diese und diamagnetische Erregung ergibt, andrerseits aber, daß die Magnetonen in ihrem Verhalten Rotationskörpern entsprechen, die um eine Figurenachse sehr rasch rotieren. Die so auf ihre Eigenschaften hin untersuchten Magnetonen führt Gans in die Komplextheorie von Ewing ein, allerdings unter Vernachlässigung der Tendenz zur Gruppenbildung und erreicht so auf Grund elektronentheoretischer Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen eine (nach Abzug einiger — physikalisch labiler — Kurventeile) rechnerisch befriedigende Darstellung einer Hysteresisschleife, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen und theoretischen Ergebnissen der Weissschen Molekularfeldhypothese ist. Darüber hinaus vermag die Theorie die in jedem Augenblick durch eine Änderung der Magnetisierung freiwerdende Wärmemenge zu berechnen.

In einer zweiten Arbeit (37) zieht Gans den bisher vernachlässigten Einfluß der Temperatur in den Kreis seiner Betrachtung und vermag so ein über Weiss hinausgehendes allgemeineres Resultat zu erzielen. Von Interesse ist hier in unserem Zusammenhang, um Wiederholungen zu vermeiden, nur folgendes: Außer der die Ordnung zerstörenden Kraft der Wärmebewegung und der ordnenden Kraft des äußeren Feldes und dem Einfluß der Kristallstruktur[2]) zieht Gans noch ein weiteres Molekularfeld in Betracht, das von den Nachbarmolekeln desselben Molekularkomplexes herrührt und entsprechend der Willkürlichkeit[3]) der Lage derselben ebenfalls unordnende Kraft haben soll. Solange die der Ordnung entgegenwirkende Wärmebewegung beträchtlich ist, kann dieses zweite Molekularfeld vernachlässigt werden und die Theorie geht dann in die von P. Weiss (1907) über; bei tiefen Temperaturen zeigt es jedoch ohne weiteres an, daß im Gegensatz zur Theorie von Weiss (vgl. S. 189ff.) Sättigung nur bei unendlich großen

---

1) In einer experimentellen Arbeit haben R. Gans u. H. Isnardi (36) nachgewiesen, daß die Gestalt suspendierter Eisenoxydhydratteilchen nicht kugelförmig ist.

2) Gans nennt das „molekulare Feld“ von P. Weiss „Strukturfeld“.

3) „Strukturfeld“ und „Molekularfeld“ werden auch bei einheitlich scheinenden kleinsten Kristallen kaum je identisch sein, da diese nach Tammann praktisch niemals einheitlich sind. Ohne diesen Umstand scheint mir dem Gansschen Strukturfeld neben dem Molekularfeld keine physikalische Bedeutung zuzukommen.

Feldern erreicht werden kann. Es wäre denkbar, daß diese geringfügigen Differenzen, die die Berücksichtigung oder Vernachlässigung des Gansschen Molekularfeldes hervorruft, genügen, um auch bei Beachtung aller schwachen diamagnetischen Einflüsse in den Messungen von E. Rosenbohm (3) ganze Magnetonenzahlen zu erhalten (vgl. S. 193). Rosenbohm, der anscheinend nur die Theorie von Weiss kannte, hätte dann mit der Vermutung des „magnetischen Einflusses der Kristallstruktur" (im Gegensatz zum molekularen Feld von P. Weiss) ein vollkommen richtiges Gefühl bewiesen. Doch wird die experimentelle Erfassung des Gansschen Strukturfeldes trotz der weiter unten zu besprechenden Forschungsergebnisse P. Pascals heute noch unmöglich sein.

In drei weiteren Arbeiten hat R. Gans (38—40) noch eine universelle Gesetzmäßigkeit isotroper Ferromagnetica, die reverisible Permeabilität, herausgearbeitet, doch soll hierauf nicht näher eingegangen werden, da es zu weit führen würde und mit unserem Thema nicht mehr in unmittelbarem Zusammenhang steht.

In ähnlicher Richtung wie die ihrer Auffassung nach von Langevin und Weiss abweichende Arbeit von Voigt liegen theoretische Untersuchungen von H. du Bois (41) und F. Krüger (42), die den Atommodellgedanken des rotierenden Kreisels in konsequenter Weise durchführen[1]) und dabei mit Hilfe der Präzessionsbewegung, die ja auch Voigt (l. c. S. 133) schon erkannt hatte, zahlreiche quantentheoretische Schwierigkeiten beseitigen können. Nach Krüger können mehratomige Molekeln unter dem Einfluß der Molekularstöße keine Rotationen, sondern nur Präzessionsschwingungen ausführen. „Die durch das Einschalten eines äußeren Magnetfeldes verursachten molekularen Präzessionsschwingungen der Gasmolekeln" sollen „zu langsam sein, um einen merklich diamagnetischen Effekt zu geben; auch müßten sie durch die thermische Agitation bald vernichtet werden. Das paramagnetische Moment der Einstellung der Molekularmagnete im konstanten Magnetfelde in die Feldrichtung wird ihnen gegenüber überwiegen; seine Temperaturabhängigkeit ist gegeben durch den von der Schwingungsenergie vorgeschriebenen Mittelwert des Öffnungswinkels des Präzessionskegels". Im ganzen soll „die Differenz[2]) der magnetischen Wirkung der im wesentlichen temperaturunabhängigen Präzessions-

1) Vgl. auch die sehr reizvolle experimentelle Untersuchung H. du Bois (43).

2) Vgl. auch S. 194 die Auffassung von Th. Wereide (24—26), A. Korn (28) und die experimentelle Arbeit von E. Beck (27).

schwingung der Elektronenbahnen und der der thermischen Agitation im Sinne der Theorie von Langevin unterliegenden Präzessionsschwingung der ganzen Molekel die gemessene Suszeptibilität bedingen".

Eine weitere Mannigfaltigkeit in die Bilder der bisher aufgestellten Elektronentheorien des Magnetismus bringt die Verschiedenheit über die Annahme der Energie- und der Widerstandsverteilung auf die Hauptträgheitsachsen, d. h. die Voraussetzung gültiger oder nicht gültiger Äquipartition. Auch hier ist wieder die Arbeit von W. Voigt (31) an erster Stelle wegen der Vielgestaltigkeit der behandelten Ansätze zu nennen. Doch muß im einzelnen hinsichtlich der Resultate auf die Arbeit selbst verwiesen werden, ebenso wie bei der Theorie von G. Borelius (44), die radialen und zirkularen Diamagnetismus unterscheidet, wobei der Wert der paramagnetischen Suszeptibilität zwischen der des radialen und des zirkularen Diamagnetismus liegen soll. „Ein Metall erscheint daher diamagnetisch, wenn es überwiegend radial diamagnetisch ist, paramagnetisch, wenn es überwiegend zirkular diamagnetisch ist", eine Auffassung, die teilweise nur in ihrer Terminologie von den anderen abweicht und manche ihrer Folgerungen ebenso gut experimentell belegen kann, wie die bisher erwähnten Theorien.

Man könnte noch manches für und wider die besprochenen Theorien anführen; so verlieren z. B. die meisten bei tiefsten Temperaturen ihre Gültigkeit, da hier stets an die Stelle der statistischen Problembehandlung die der Quantentheorie zu treten hat. Die bemerkenswerteste Erweiterung der Langevinschen Theorie in kinetischer Hinsicht hat E. A. Holm (45)[1]) gegeben, quantentheoretisch E. Oosterhuis (48), W. H. Keesom (49) u. a.

Zu den Unsicherheiten gehören weiter die Annahmen über die Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen, die oft weit auseinandergehen, von geringsten Werten (Voigt, Kroo u. a.) bis nahe an die Lichtgeschwindigkeit (Langevin, H. A. Lorentz, Gans u. a.) und die experimentelle Größe dieser Ampèreschen Molekularströme, die entgegen den Arbeiten von A. Einstein und W. J. de Haas (50—52) noch keineswegs gesichert ist. Vgl. die Arbeiten von E. Beck (53, 54), J. Q. Stewart (55), G. Arvidsson (56).

Erwähnt werden müssen auch in diesem Zusammenhang die experimentellen Einwände gegen die Weisssche Magnetonentheorie, die A. Heydweiller (57, 58) u. a. auf Grund neuer Subszeptibilitäts-

1) Dort findet sich auch eine reiche Literatur hier nicht erwähnter Arbeiten, vor allem die Abhandlungen von J. Kroo (46) und von W. H. Keesom (47).

bestimmungen des Wassers (übereinstimmend $\chi = -0{,}72 \cdot 10^{-6}$ statt $-0{,}75 \cdot 10^{-6}$) (62—67) erhoben haben, an die sich ein langer Streit (11, 12, 68—77) anschloß.

Doch sei nicht weiter auf diese Einzelheiten eingegangen, sondern nur noch eine einzige Theorie besprochen, die sowohl ihres Verfassers als ihrer Form wegen Beachtung verdient.

R. Gans (78) stellt 1916 eine „Theorie des Dia-, Para- und Metamagnetismus“[1]) auf, die, gerechtfertigt mit den bisherigen Schwierigkeiten aller andern Theorien, eine in großen Zügen richtige Wiedergabe der magnetischen Erscheinungen enthalten soll. Die Ergebnisse sind kurz diese: ein aus einem starren Elektronensystem bestehendes Magneton läßt im Magnetfeld nur diamagnetische Erregung zu, wenn es keine Figurenachse[2]) besitzt. Besitzt es jedoch eine, ist die Erregung paramagnetisch. Sind die drei Hauptträgheitsachsen einander gleich, ist die magnetische Suszeptibilität vom Feld und von der Temperatur unabhängig, nicht aber bei Ungleichheit. Ferner: „Während der Diamagnetismus rein auftreten kann, ist dies beim Paramagnetismus nicht der Fall. Zu ihm gesellt sich stets der Diamagnetismus, der der thermischen Rotation um die äquatorialen Achsen entspricht. Bei kleinen Feldern und niedrigen Temperaturen kann der Paramagnetismus überwiegen; er geht aber bei höheren Temperaturen sowie bei stärkeren Feldern in Diamagnetismus über. Das sind die Erscheinungen des kürzlich von Weber und seinem Schüler Overbeck entdeckten Metamagnetismus“.

Die Langevinsche Vorstellung, daß die Temperaturunabhängigkeit des Diamagnetismus als rein atomale Eigenschaft im Innern, die so der thermischen Agitation entzogen sei, erklärbar (vgl. S. 188f.) sei, will Gans nicht gelten lassen; die mehrfach berührte Strahlungsschwierigkeit und das Fehlen einer theoretischen Deutung des „Metamagnetismus“ sind für Gans weitere Anregungen zu seiner Theorie gewesen. Gegen die Gültigkeit der Theorie selbst sei nur das angeführt, was R. Gans selbst betont: die bei tiefen Temperaturen unwahrscheinliche Annahme der Äquipartition und — was schwerer wiegt — die Vernachlässigung der magnetischen molekularen Felder, die aus seiner

1) „Metamagnetismus“ wird die neuerdings von Overbeck beobachtete Erscheinung des Übergangs mit höheren Feldern von Para- zu Diamagnetismus genannt; vgl. K. Overbeck (79).

2) „Figurenachse“ bedeutet eine geometrische Rotationsachse im Gegensatz zu einer mechanischen Rotationsachse; sie ist durch zwei gleiche Hauptträgheitsmomente noch nicht bedingt.

heutigentags ungebräuchlichen Annahme folgt, daß sich das Magnetonensystem im Innern einer gleichmäßig und entsprechend stark positiv geladenen Kugel befindet. Doch möchte ich mich im folgenden gegen die experimentellen Stützen dieser „Theorie des Metamagnetismus" wenden.

Als solche führt R. Gans erstens die eingehenden Untersuchungen von K. Overbeck (79) an und zweitens eine Beobachtung von K. Honda (80) am Indium. Liest man jedoch die nach einem sehr geschickten Gedankengang ausgeführte Arbeit Overbecks aufmerksam durch, wird man unmöglich zu der Überzeugung der Identität dieser Beobachtungen mit der theoretisch geforderten Erscheinung von R. Gans gelangen können. Der Gang der Overbeckschen Untersuchung ist so, daß man sich der Erkenntnis, daß nur eine bestimmt ausgeglichene Eisenmenge den Metamagnetismus hervorrufen kann, einerlei, ob durch einfache Superposition zweier entgegengesetzt magnetischer Wirkungen oder nicht, durch keine Wendung entziehen kann, während die Theorie von Gans einen Übergang vom Para- zum Diamagnetismus für eine reine, magnetisch einheitliche Molekel fordert. Hierfür fehlt aber bisher jedes Beispiel. Der für den Übergang notwendige Eisengehalt wird von K. Overbeck für verschiedene Legierungen durch experimentelle Einengung in zwei Grenzen genau festgestellt und der indirekte Beweis für die Notwendigkeit des Eisens dadurch erbracht, daß para- und diamagnetische Legierungen ohne Eisen entweder para- oder dia-, aber keine „metamagnetischen" Legierungen ergeben. Es ist das ohne weiteres klar, wenn man bedenkt, daß weder para-, noch diamagnetische Substanzen Sättigungserscheinungen zeigen, während die des Eisens den „Metamagnetismus", soweit die abweichenden Verhältnisse bei feinst verteiltem Eisen bekannt (81) sind, ohne weiteres verständlich machen, ebenso wie die für die Erscheinung notwendigen hohen Felder (vgl. (81), Fig. 4 und 5).

Die zweite, experimentelle Stütze, die R. Gans für seine „Theorie des Metamagnetismus" heranzieht, ist, wie schon gesagt, eine Beobachtung K. Hondas am Indium, das eine von positiven zu negativen Werten übergehende Suszeptibilität zeigt (vgl. (80), Fig. 5, S. 1043). Honda selbst verwahrt sich dagegen, dieser „ganz unwesentlichen" Erscheinung Bedeutung beigelegt zu sehen und erklärt sie mit dem unvermeidlichen Eisengehalt des Präparates. A. Thiel, von dem das elektrolytisch hergestellte Präparat stammte, schätzt den bei Honda[1])

1) K. Honda (80), Haupttabelle, Reihe 7, S. 1044. Honda diskutiert

leider nicht angegebenen Eisengehalt auf einige hundertstel Prozent. Es ist das gerade die Größenordnung, in der nach H. Nagaoka (82) die spezifische Sättigung des reinen Eisens noch deutlich nachgewiesen werden kann, wenn das Eisen nicht in Lösung gegangen ist, eine Auffassung, die bei elektrolytischer Herstellung von Elementen als nicht zulässig bezeichnet wird.

So wird man auch hier nicht von „Metamagnetismus" im Gansschen Sinne reden können, sondern nur in dem von Overbeck, zumal auch andere Präparate, die von der ideal paramagnetischen Form abweichende Kurven ergeben haben, wie z. B. Ruthenium, einwandfrei als eisenhaltig nachgewiesen werden konnten.

Die Gansssche Theorie läßt jedoch noch eine andere Probe zu: nicht nur höhere Felder sollen Para- in Diamagnetismus überführen können, sondern auch hohe Temperaturen. Sieht man die auch hier wieder grundlegende Arbeit von K. Honda [(80), Fig. 7 A—C] daraufhin durch, findet man unter den 43 untersuchten Elementen eins, dessen χ—Θ-Kurve die Θ-Achse bis zu 1200° C schneidet oder im späteren Verlauf noch ein Schneiden erwarten läßt. Und diese eine Ausnahme, Zinn, erleidet gleichzeitig mit ihrer sprunghaften Änderung der Suszeptibilität bei 233° C eine grundlegende physikalische Zustandsänderung: sie schmilzt. Dieses Beispiel führt selbst Gans nicht als Beweismittel an. Und wie verhält sich das „metamagnetische" Indiumpräparat? Soweit Beobachtungsdaten vorliegen, gerade umgekehrt als die Theorie verlangt. Das von K. Honda verwandte Feld von 10,5 Kilogauß ist leider zu groß, um die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität des Indiums von einem paramagnetischen Ausgangspunkt aus zu verfolgen, doch soll nach Gans auch bei konstanten Feldern mit wachsender Temperatur ein Übergang vom Para- zum Diamagnetismus stattfinden. Dafür gibt es aber — wenn man von dem schmelzenden Zinn absieht — trotz der reichen vorliegenden Versuchsdaten kein einziges Beispiel. Es wäre interessant, die Suszeptibilität des Indiums bei geringen Feldern und ebenso die der Overbeckschen Legierungen auf ihre Temperaturabhängigkeit hin zu untersuchen.

Bisher liegt nur eine Arbeit von O. E. Frivold (83) vor, die die Gansssche Theorie bei schwachen Feldern an Antimon, Tellur, Schwefel, Zink, Silber und Gold nachprüft und ihren diamagnetischen Teil nur an Gold bestätigt findet, während sie bei einem ursprünglich para-

---

in seiner für fast alle magnetischen Theorien grundlegend gewordenen experimentellen Arbeit die Frage des Eiseneinflusses eingehend; S. 1036—41.

magnetischen Silberpräparat „Metamagnetismus“ feststellt. Reines Silber gilt allgemein (84) als diamagnetisch, wird also in diesem Fall kaum als rein betrachtet werden können. Frivold erörtert deshalb ausführlich den Einfluß möglicher Eisenverunreinigungen, den er im ferromagnetischen Verteilungszustand wegen der zu hohen Lage des Maximums der Suszeptibilität (in bezug auf die Feldstärke), im paramagnetischen wegen eisenreicherer Kontrollversuche an *Zn*, *Au*, *Sb*, *Te* und *S* verwirft. Auf den ersten Einwand ist zu erwidern, daß die Lage der Magnetisierungsmaxima der Overbeckschen Legierungen noch viel höheren Feldstärken entspricht und trotzdem vom Eisengehalt abhing (vgl. auch hier wieder die Arbeit von W. Trenkle und das bereits oben über pulverförmige Verteilung Gesagte), der zweite aber kann durch folgende Bemerkung widerlegt werden: während sich Eisen in Zink (84a), Gold (84b), Antimon (84c), (Tellur?) und Schwefel (84d) löst, löst es sich in Silber (84e) nicht. Während also im ersten Fall Mengen bis zu 2 Proz. *Fe* (85) magnetometrisch kaum nachgewiesen werden, können sie im anderen Fall (82) bis zu wenigen Promille noch als ferromagnetisch nachgewiesen werden. Mithin scheint mir die Beweiskraft auch dieses „Metamagnetismus“ des sonst diamagnetischen Silbers zweifelhaft und die Behauptung von Gans: „die sogenannten paramagnetischen Materialien sind sämtlich metamagnetisch“ zum mindesten verfrüht zu sein [1]). Daran kann auch eine weitere Arbeit von R. Gans (86) wenig ändern, die nur den Paramagnetismus untersucht, weil „in den weitaus meisten Fällen die konstanten paramagnetischen Momente so groß zu sein scheinen, daß bei allen praktisch erreichbaren Temperaturen der sich dem Paramagnetismus superponierende Diamagnetismus unbedenklich vernachlässigt werden darf“. In ihr wird eine in mancher Hinsicht bemerkenswerte Annäherung an die Wirklichkeit erzielt, da sie die gegenseitige Wirkung

1) Übrigens ist es interessant, daß dieselbe Beobachtung vor 70 Jahren schon einmal einen heftigen Streit in der Wissenschaft hervorgerufen hat. Sie war zuerst von Plücker (Pogg. Ann. d. Phys. **75**, 413, 1848) entdeckt worden und führte in ihrer theoretischen Deutung zu jahrelangen Kontroversen zwischen Plücker auf der einen und W. Thomson, M. Faraday, J. Müller u. a. auf der andern Seite. Die unserer Meinung nach noch heute richtige — auch für die Overbeckschen Beobachtungen zutreffende — Erklärung hat außer Thomson J. Müller, Pogg. Ann. **83**, 115, 1851 gegeben. (Von ihr aus und der oben zitierten Arbeit von Plücker findet man leicht rückwärts zu allen übrigen hierher gehörigen Abhandlungen, weshalb von der vollständigen Angabe der Literatur abgesehen werden kann.)

der Molekeln[1]) in Betracht zieht. Für das Molekularfeld A_0 findet er folgenden Ausdruck:

$$A_0 = \frac{4}{3}\mu\sqrt{\frac{\pi N_0 \varrho}{M s^3}},$$

wobei μ das magnetische Moment des Magnetons, N_0 die Loschmidtsche Zahl, ϱ die Dichte der Substanz, M ihr Molekulargewicht und s die kleinste Entfernung zweier Elementarmagnete bedeutet. Diese Proportionalität mit der Wurzel aus der Dichte der Substanz gibt der aufgestellten Theorie ihr eigenes Gepräge und teilweise überraschend schöne Erfolge.

Erwähnt muß noch werden, daß auch F. Krüger (42) zu der Schlußfolgerung kommt, daß die verschiedenartige Temperaturabhängigkeit der beiden unterschiedlichen Präzessionsbewegungen mit wachsender Temperatur einen Übergang vom Para- zum Diamagnetismus hervorruft; „ebenso kann ihre verschieden starke Abhängigkeit vom Magnetfelde die von Honda zuerst beobachtete, von R. H. Weber und K. Overbeck an andern Substanzen neu entdeckte, eingehend untersuchte und als Metamagnetismus bezeichnete, von R. Gans theoretisch gedeutete Erscheinung, daß gewisse Substanzen in schwachen Feldern paramagnetisch, in starken diamagnetisch sind, erklären“. Da der Gedanke jedoch kaum quantitativ begründet ist und das zugrunde liegende Tatsachenmaterial lediglich das schon besprochene ist, braucht hier nicht weiter darauf eingegangen zu werden. Vielmehr sei der erste Abschnitt mit einer Rückkehr zur Magnetonentheorie abgeschlossen, von der P. Weiss (17) auf der Naturforscherversammlung in Karlsruhe 1911 gesagt hat: „Es ist noch eine bedeutende experimentelle Arbeit notwendig, bis die Eigenschaften der ferromagnetischen Körper mit veränderlicher Magnetonenzahl beschrieben werden können. Aber mit der neuen leitenden Idee hat diese Aufgabe nichts Entmutigendes mehr. Es scheint im Gegenteil, daß dieses Studium besonders ausgiebig zu sein verspricht in der Entdeckung der Gesetze der Wechselwirkungen zwischen den Molekeln, so sehr springt es in die Augen, daß die vektoriellen Erscheinungen des Magnetismus zugleich reichhaltiger und handlicher sind, wie die skalaren Erscheinungen der Kompressibilität, der inneren Reibung usw., die bis jetzt weit mehr Anstrengungen in Anspruch genommen haben“. Im folgenden Abschnitt soll versucht werden, das herauszuschälen, was bisher an Gesetzmäßigkeiten zwischen chemischer Bindung und Magnetonentheorie aufgedeckt ist.

1) Eine weitere Theorie des molekularen Feldes verdanken wir W. Arkadiew (87).

II.
Struktur, Valenzen und magnetische Eigenschaften.

Obwohl das Tatsachenmaterial eines Forschungsgebietes, das man heute gewöhnlich mit dem einheitlichen Namen „Magnetochemie“ belegt, schon so unübersehbar vielseitig geworden ist, daß es unmöglich hier im Rahmen eines kurzen Berichtes auch nur annähernd erschöpft werden kann, ist die Zahl der wirklich erkannten Gesetzmäßigkeiten, die Beziehungen zwischen den magnetischen Eigenschaften einerseits und der chemischen Beschaffenheit oder dem physikalischen Zustand der Materie andererseits aufstellen, noch so spärlich, daß der Versuch gewagt werden soll, über diese einen Überblick zu gewinnen. Es sei jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese oder jene nach unserer heutigen Einsicht noch geringfügigere Erkenntnis beiseite gelassen sein mag, sei es absichtlich, weil sie nicht in Zusammenhang mit einem größeren Gedankengang gebracht werden konnte, sei es unabsichlich, weil sie uns, versteckt in eine der zahllosen Einzeluntersuchungen, entgangen ist. Auch gibt es sowohl von chemischer, wie physikalischer und technischer Seite schon so viele Zusammenstellungen[1]) des Beobachtungsmaterials, auf die wir wiederholt hinweisen werden, daß wir uns hierin füglich beschränken können. Wir werden vielmehr hauptsächlich nur zwei Gesetzmäßigkeiten herauszuheben suchen, deren eine, mehr physikalische sich aus den Arbeiten G. Tammanns und seiner Schüler und deren andere, mehr chemische sich aus denen von P. Pascal, E. Wedekind, E. Rosenbohm u. a. ergeben hat.

Neben der Kardinalfrage nach dem Träger des Magnetismus und seinem strukturellen Aufbau, die uns noch späterhin beschäftigen wird, sind am häufigsten Versuche gemacht worden, die magnetischen Eigenschaften in Beziehung zu den periodischen Eigenschaften des natürlichen Systems der Elemente zu bringen. Dahin gehen Arbeiten, wie die schon häufig herangezogene grundlegende[2]) Arbeit von K. Honda (80), der die folgende Kurve (Fig. 2) entnommen ist. Es ist bekannt, daß in der Lothar Meyerschen Kurve des periodischen Systems die meisten paramagnetischen Substanzen auf absteigenden und die diamagnetischen auf aufsteigenden Ästen liegen. Analog sind in Fig. 2

1) Die wichtigsten rühren her von G. Tammann (88, 89, 92), E. Wedekind (90), G. Goldberg (91), G. Eger (93—96), M. Giua u. C. Giua-Loilini (97), B. Cabrera (98) u. a.

2) Auf diese Arbeit zurückgehende Übersichtstabellen finden sich außerdem bei W. D. Harkins u. R. E. Hall (99) und E. Wedekind (90), sowie Werte von Suszeptibilitäten vieler Elemente bei M. Owen (100); vgl. auch die Arbeit von F. H. Loring (101).

als Abszissen die Atomgewichte gewählt, während die Suszeptibilitäten als Ordinaten aufgetragen sind. Der Verlauf dieser Kurve legt den alten Faradayschen Gedanken von der Relativität der Polarität des Dia- oder Paramagnetismus in bezug auf den Äther wieder nahe, denn eine besondere Beziehung des periodischen Verlaufs zur Lage der Nulllinie ist nicht ersichtlich. Doch gelang es K. Honda (102) diesen Gedanken u. a. durch folgende Entdeckung unwahrscheinlich zu machen: Die Suszeptibilität fast aller Elemente erleidet mit zunehmender Temperatur eine Änderung im Sinne einer Atomgewichtszunahme. Verlegten wir die Nullinie tiefer, beseitigten also den absoluten Dia-

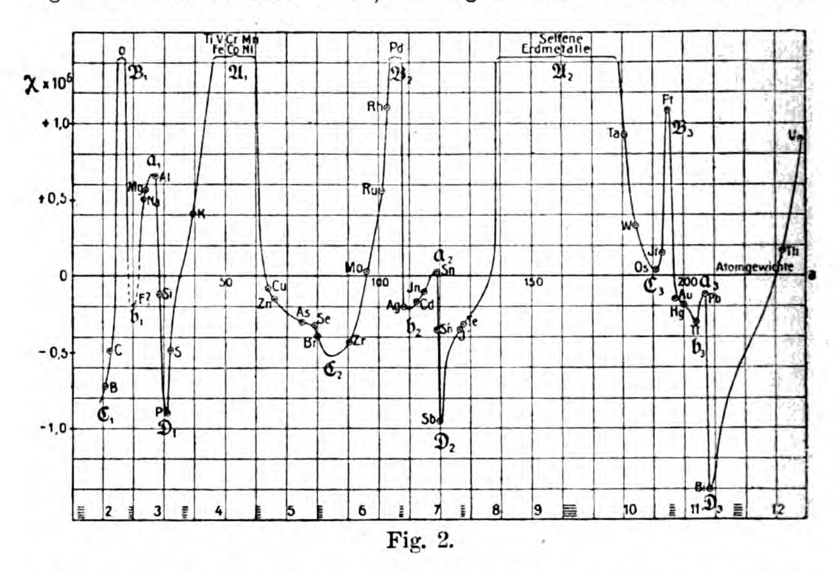


Fig. 2.

magnetismus, würde dieser Satz nicht mehr für alle Elemente in gleicher Weise gelten. Eine Ausnahme von dieser Regel bilden nach unsern heutigen Kenntnissen nur die Elemente *Cu*, *Zn*, *Pb*. Legte man den Nullpunkt um ein geringes tiefer, um $0{,}2 \cdot 10^{-6}$ [1]), würden sich auch diese Elemente fügen, dagegen die beiden *In* und *Cd* nicht, deren genaue Suszeptibilitätsbestimmungen heute jedoch noch weit unsicherer sind. Es wäre denkbar, daß diese Hondasche Regel einmal gestattete, die wahrscheinlichste absolute Suszeptibilität des Äthers zu bestimmen und somit allen bisher relativen Messungen von Suszeptibilitäten den Charakter der Absolutheit zu verleihen.

1) Die Suszeptibilität des Sauerstoffs ist die bei Gasen größte $= + 0{,}16 \cdot 10^{-6}$.

Es mag auffällig erscheinen, daß hier von einer Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität auch der diamagnetischen Substanzen die Rede ist, während wir doch gesehen hatten, daß diese von der Temperatur unabhängig sein soll im Gegensatz zu der der paramagnetischen Substanzen, die dem Curieschen Gesetz unterworfen sind. Es sei deshalb betont, daß die meisten Elemente[1]) diesen Gesetzen nicht gehorchen.

Ferner könnte man die Formulierung der Hondaschen Regel, die den Gedanken an eine wirkliche Atomgewichtsänderung mit der Temperatur wachruft, die natürlich nicht statthat, befremdlich finden und eine solche des Atomvolumens mutmaßen, der dann reale Bedeutung zukommen könnte analog den Beobachtungen von G. Jäger und St. Meyer (103) an Salzen, nach denen einer Volumverringerung bei der Bildung einer Verbindung eine Steigerung des paramagnetischen, einer Volumvergrößerung des diamagnetischen Charakters entspricht, während der Molekularmagnetismus annähernd die Summe der Atommagnetismen ist, wenn das Molekularvolumen auch gleich der Summe der Atomvolumina ist. Doch scheint eine derartig klare Beziehung zwischen dem Atomvolumen, der Temperatur und dem magnetischen Charakter nicht zu bestehen.

Wie eine Gesetzmäßigkeit mit dem Atomgewicht, so gibt es auch eine solche mit den Gruppen und Reihen der Mendelejeffschen Tabelle des periodischen Systems der Elemente — z. B. nehmen die Umwandlungspunkte der Manganverbindungen einer Gruppe wie folgt zu (104):

MnP	18— 25° C
$MnAs$	40— 45
$MnSb$	320—330
$MnBi$	360—380

— doch mögen sie hier als minder wichtig beiseite gelassen werden.

Ferner variiert die Suszeptibilität χ eines Elementes mit der Bindung, die jenes mit einem andern Stoff eingeht. So fanden Wedekind und Horst (105), daß die Suszeptibilität in den Oxyden mit sinkender Wertigkeit zunimmt:

	χ
VO	$+50{,}06 \cdot 10^{-6}$
V_2O_3	$+13{,}88$
VO_2	$+3{,}73$
V_2O_5	$+0{,}86$

---

1) Allerdings lagen die Elemente nur in mehr oder minder verunreinigtem Zustand vor. Vor allem sind Spuren von *Fe* nie ganz zu vermeiden gewesen.

während in den Sulfiden gerade das umgekehrte statthat:

	χ
VS	$+ 7{,}22 \cdot 10^{-6}$
V_2S_3	$+ 8{,}95$
V_2S_5	$+ 12{,}56$

woraus erhellt, daß die zweite Komponente einen entscheidenden Einfluß auf die Suszeptibilität haben kann. (Sauerstoff ist relativ stark paramagnetisch, während Schwefel diamagnetisch ist.) Statt der Vanadiumverbindungen hätten als Beispiel ebensogut Titan- (106), Mangan- oder Chromverbindungen (107) gewählt werden können, denn auch bei diesen hat sich diese Gesetzmäßigkeit bestätigt.

Von Interesse ist auch ein Vergleich analoger Verbindungen des *Mn*, *Cr*, *V* und *Ti*, wie ihn die folgenden Zahlen ermöglichen:

	MnS	CrS	VS	TiS
$\chi \cdot 10^6$	+ 44,32	+ 28,40	+ 7,22	+ 5,4
n	15	12	6	5
Atomgew. d. Met.	54,93	52,0	51,6	48,1

die das allmähliche Verschwinden der „latent ferromagnetischen“ [1]) Eigenschaften in der horizontalen Reihe des periodischen Systems erkennen lassen. (Die Zahlen n bedeuten die Anzahl der Magnetonen der betreffenden Verbindungen.) Im Gegensatz zum Chrom zeigen die sechswertigen Metalle *Mo*, *W*, *Ur* keinen nennenswerten latenten Magnetismus; für *Cr* ist also lediglich die horizontale Reihe, aber nicht die vertikale ausschlaggebend. Die gleiche Abhängigkeit der Suszeptibilität eines Elements von der Wertigkeit findet auch A. Quartaroli (108) für *Fe*, *Ni*, *Co* und *Mn*, einerlei ob es Teil eines Anions oder Kations oder in einem festen Hydrat befindlich ist. Eine Ausnahme hiervon bilden nur, wie auch Wedekind schon für Fe_3O_4, Mn_3O_4, Cr_5O_9, Cr_3S_4, Ti_3O_5 u. a. (106) angeführt hat, die Ferro- und Ferri-, sowie die Cupro- und Cuprisalze. Beide kommen zu der gleichen Erklärung, daß in diesen Fällen die Konstitutionsformeln die Wertigkeit nicht richtig wiedergeben. Diese salzartigen intermediären Oxyde sind alle erheblich stärker magnetisierbar und müssen analog

1) „Latent ferromagnetisch“ nennt E. Wedekind diejenigen paramagnetischen Elemente, die in Verbindungen ferromagnetische Eigenschaften offenbaren.

dem Manganomanganit Mn_2O_3 aufgefaßt werden. Dem Ti_3O_5 gibt M. Billy (109) die Konstitutionsformel

$$O=Ti\langle{}^{O}_{O}\rangle Ti-O-Ti=O$$

und in einem Oxyd von der Form Fe_3O_4, das eine nahe an das freie Metall herankommende Suszeptibilität hat, die sich nicht als Mittelwert von Ferro- und Ferrioxyden erklären läßt, will Quartaroli nicht alle *Fe*-Atome außerhalb des Molekelverbandes angenommen wissen, analog dem Sauerstoff in den Peroxyden und schlägt deshalb für die Hydroxyde vom Typus $Fe_3O_4 + x \cdot H_2O$ die Bezeichnung permetallische Hydrate vor. Es ist dies ein Fall, wo die magnetische Analyse zur Konstitutionsaufklärung dienen kann; wir werden im Verlauf des Berichtes noch zahlreiche andere kennen lernen.

Als dritter fand — infolge der schon erwähnten mangelnden Literaturkenntnis ebenso unabhängig wie scheinbar Quartaroli durch den Krieg von Wedekind — E. Rosenbohm[1]) (3) eine numerische Abnahme der (diamagnetischen) Suszeptibilität mit der Wertigkeit bei den Metallhexamminen-, -pentamminen, -tetramminen, -triamminen des *Co*, *Pt*, *Rh*, *Ir*, *Ru* und *Zn* und eine entsprechende Zunahme der paramagnetischen Suszeptibilität bei denen des *Ni*, *Cu* und *Cr*, ohne an dieser Umkehr der Regel irgendwelchen Anstoß zu nehmen. Man wird sich kaum dem Eindruck verschließen können, daß die hier vorliegende Gesetzmäßigkeit dem Hondaschen Beweis der wirklich verschiedenen Polarität des Dia- und Paramagnetismus nicht günstig ist; andererseits ist es denkbar, daß sich in diesen komplexen Metallammoniaken ein leichter und vor allem sauberer (d. h. sicher eisenfrei) zu handhabendes Forschungsmittel für die experimentelle Prüfung des Gansschen Metamagnetismus[2]) bietet, sei es in seiner Abhängigkeit von der Feldstärke oder, falls sie durch ein genügend großes Temperaturintervall (die paramagnetischen von Zimmertemperatur an nach oben, die diamagnetischen nach unten) beständig sind, auch in der der Temperatur.

Weitere Arbeiten, die vornehmlich hierher gehören, sind die zahlreichen Untersuchungen von P. Pascal (110 bis 132) auf anorganisch und organisch magnetochemischem Gebiet, deren systematische Ergebnisse in steigendem Maße eine magnetische Konstitutions-

1) Leider zitiert Rosenbohm dabei nachträglich wohl den Italiener (1916), aber nicht E. Wedekind (1912 bis 1915), dessen Arbeiten ihm völlig unbekannt geblieben zu sein scheinen.

2) E. Rosenbohm gibt Triamminverbindungen des Kobalts als dia- oder paramagnetisch an.

aufklärung möglich machen, die die Brühlsche Spektrochemie vielleicht einmal wird ergänzen können. Vermag er doch in manchen Fällen den Einfluß von Doppelbindungen und Kernen auf Seitenketten (112), von *CO*-Gruppen auf Ringschlüsse und Valenzen (114), von Konjugationen (116) usw. zu verfolgen, Azo- und Chinon- (126), Keton- und Enolformen tautomerer Verbindungen (111, 125) zu unterscheiden, hat periodische Gesetzmäßigkeiten der Atomsuszeptibilitäten (130, 119), additive (110, 124, 132) und logarithmische (123) Gesetze der spezifischen Atom- und Molekularsuszeptibilitäten zahlreicher Elemente und Gruppen, aliquote Teile bei Familien (127, 130) und darüber hinaus (127, 115) gefunden und zahllose Regelmäßigkeiten mehr, die ihm Aufschluß[1]) über die Konstitution zu geben vermögen. Das Gebiet ist zu umfangreich, um hier dargelegt werden zu können, deshalb sei auf die beiden zusammenfassenden[2]) Darstellungen E. Wedekinds und auf das nach dem Chem. Zentralblatt bis Juni 1920 vollständige Literaturverzeichnis verwiesen; (da die Referate des Chemischen Zentralblatts die Ergebnisse gerade der Pascalschen Arbeiten sehr ausführlich mitteilen, sind sie ebenfalls lückenlos unter dem Symbol „*C*" in das Verzeichnis aufgenommen.) Nur um einen Begriff von der Art der Ergebnisse zu vermitteln, seien einige Sätze angegeben: Für diamagnetische Elemente gilt die Beziehung (123): $\log \chi_a = \alpha + \beta \cdot a$, wobei α und β von der Valenz abhängige Konstanten sind und $\chi_a = \chi_s \cdot a$ das Produkt aus spezifischer Suszeptibilität und Atomgewicht, also die atomale Suszeptibilität bedeutet. Nach dieser Gleichung sind die meisten Konstitutionsformeln berechenbar und Bindungen usw. erkennbar, da sich jede Doppelbindung magnetisch sehr ausgeprägt bemerkbar macht. Ferner: jedem Atom der Halogengruppe entspricht der aliquote Teil der spezifischen Suszeptibilität $0{,}2468 \cdot 10^{-7}$, der sich außer bei *Cl*, *Br*, *J* auch bei *B*, *C*, *O*, *Si*, *P*, *S*, *Sb* und *Hg* wiederfindet (127). Innerhalb der natürlichen Familien von gleicher Valenz wächst die diamagnetische atomale Suszeptibilität mit dem Atomgewicht (119). Bei einfachen organischen Verbindungen von *H*, *B*, *C*, *S*, *Cl*, *Br* und *J* besitzt der Diamagnetismus additive Eigenschaften; bei der Erweiterung dieses Satzes auf Organometallverbindungen ergab sich Abnahme der atomalen spezifischen Suszeptibilität eines diamagnetischen Metalls mit der Zunahme des Molekulargewichts (129). Der Diamagnetismus von *Hg*-, *Sn*-, *Pb*-Verbindungen nimmt mit der Zahl der

1) Über die teilweise angefochtene Stichhaltigkeit seiner Schlüsse vgl. z. B. S. Smiles u. R. O. Herzog, Chem. Konst. u. phys. Eigensch., Dresden-Leipzig 1914, S. 568f.

2) Von 1909—1911 (90), S. 80f. u. 94ff.; von 1911—1914 (133).

C-Atome ab (132); ein Halogenatom in der Nähe eines zentralen Metallatoms vermindert den Diamagnetismus, beeinflußt also die Nebenvalenzen (132). Dies soll zur Andeutung genügen; einen Begriff von der Genauigkeit (112, 125, 126, 128 u. a.) der Methoden, die oft bewundernswert ist, können nur die Zahlenwerte selber geben, die für jeden Spektrochemiker von großem Interesse[1]) sind.

Man erkennt schon aus diesen wenigen Angaben, daß die Eigenschaften des Magnetismus in weit höherem Maße geeignet sind, als Forschungsmittel herangezogen zu werden, als man gemeinhin annehmen möchte, und daß Weiss nicht zu viel behauptet hat, wenn er den Wert dieses Hilfsmittels zur Erforschung des inneren Aufbaus der Materie über den der Kompressibilität und inneren Reibung, oder andre sogar über den der elektrischen Leitfähigkeit gestellt haben. So mag es auch nicht wundernehmen, daß sich als Frucht der Magnetochemie ein anderer Wissenszweig, die magnetische Analyse entwickelt hat. Am meisten hat sich A. Quartaroli (77, 134—135) um ihren Ausbau bemüht; eine seiner sinnreichen Arbeitsweisen ist eine Nullpunktsmethode, die darauf beruht, den Paramagnetismus einer Lösung durch den Diamagnetismus des Wassers auszugleichen. In seinen Arbeiten sind zahlreiche Angaben enthalten über die Bestimmung von *Fe* und *Mn*, von *Cr* neben *Fe* und anderen Substanzen, von *Ni* und *Fe* neben *Cu* in Handelsprodukten, von Ferro- und Ferricyaniden und -rhodaniden. Ganz besonders geeignet scheint die magnetische Analyse für die Erforschung der seltenen Erden zu sein, da die Suszeptibilität fast die einzige differenzierte Eigenschaft ist, die jene haben, und zwar stark differenziert [R. J. Meyer und J. Wuorinen (136); vgl. auch E. Wedekind (90, S. 89—92)]. Hier wird die Magnetochemie in den Händen von G. Urbain (137—139) u. a. leistungsfähiger als die Spektralanalyse, denn während man diese seltenen Erden nur qualitativ analysieren kann, kann man die Bestandteile eines Gemisches mit der magnetochemischen Methode in wenigen Minuten quantitativ bis auf 2—3 Proz. genau bestimmen. Auf demselben Wege ist von G. Urbain (140) ein neues Element, das Keltium, entdeckt worden. Ein Beispiel, wo die chemische Analyse versagt hat, die magnetische aber leicht zum Ziel geführt hat, geben S. Hilpert und Th. Dieckmann (141) an. Hierhin gehört ferner eine Arbeit von J. Lifschitz und E. Rosenbohm (142), die die magnetische Analyse zur Erkennung innerkomplexer

1) Vgl. z. B. den Widerspruch beim Benzol mit der Kekuléschen Formel und die Regeln, die Pascal in diesem Zusammenhang gefunden hat (113, 114 und 90, S. 102).

Strukturen ausbaut und u. a. einen Vorzeichenwechsel der Suszeptibilität bei verschiedenen Nebenvalenzverteilungen feststellt; auch hier böte sich ein Angriffspunkt, die Theorie des Metamagnetismus von R. Gans zu prüfen.

Auch die mehrfach erwähnte Arbeit von E. Rosenbohm (3) enthält Beiträge zur magnetischen Analyse: Raumisomerie anorganischer Verbindungen unterscheidet sich magnetisch nicht und bietet so in der Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität „ein sehr empfindliches Mittel zur Prüfung der Reinheit zweier isomerer Salze". Auch Spiegelbildisomerie ist magnetisch nicht unterscheidbar, wohl aber weichen Racemate magnetisch von den aktiven Formen ab. Gleichzeitig fügen sie sich nicht — was sehr bemerkenswert ist — der Magnetonentheorie, d. h. sie ergeben keine ganze Anzahl Magnetonen; Rosenbohm sieht darin — und wohl zu Recht: man vergleiche die Analogie der polymerisierten Fe_3-, Fe_2- und Fe-Molekel im β-, γ- und δ-Zustand — eine Stütze der Ansicht von P. Pfeiffer (143), in den Racematen Molekelverbindungen vor sich zu haben. Also auch hier dient wieder die magnetische Analyse vereint mit der Magnetonentheorie dazu, in den strukturellen Aufbau der Materie einzudringen und der Spektrochemie den Rang abzulaufen. Weitere Literatur findet sich bei R. Vogel (139), P. Weiss (22) u. a., doch mögen diese Angaben genügen.

Von einer ganz andern Seite als diese chemischen, suchen die metallographischen Arbeiten G. Tammanns und seiner Schüler dem Problem des Magnetismus näher zu kommen, deren Besprechung wir uns jetzt, ebenso kurz, nur zusammenfassende Regeln heraushebend, von den zahllosen Einzeltatsachen aber nur die Literatur nachweisend, zuwenden wollen.

Die Frage, ob der Magnetismus von Legierungen an einen kristallographisch oder chemisch wohl definierten Träger gebunden ist oder nicht, hat seit zwei Jahrzehnten viele Forscher, wie Heusler, Richarz, Tammann, Wedekind u. a. beschäftigt, ohne bisher eine restlos befriedigende Antwort gefunden zu haben.

Die zahlreichen metallographischen Arbeiten aus dem Tammannschen Institut (vgl. 85, 88, 89) haben für binäre Legierungen folgende Regel ergeben: Verbindungen ferromagnetischer Metalle mit andern Metallen sind unmagnetisch. Dagegen sind Mischkristalle, in denen das ferromagnetische Metall als Lösungsmittel aufzufassen ist, ferromagnetisch; nicht ferromagnetische Substanzen in ferromagnetischen Kristallen stören also den Magnetismus nicht, während umgekehrt Misch-

kristalle, die Lösungen ferromagnetischer Metalle in unmagnetischen Metallen oder Verbindungen sind, unmagnetisch bleiben. Entsprechend dieser Regel sind chemische Verbindungen[1]), wie:

$FeSi$ $FeAl_3$ $FeSb_2$ $FeZn_7$
Co_2Si Co_3Si_2 $CoSi$ $CoSi_2$ $CoSi_3$ Co_2Sn $CoSn$
$CoAl$ Co_2Al_5 Co_3Al_{13} $CoSb$ $CoSb_2$ $CoZn_4$
Ni_3Si Ni_2Si Ni_3Si_2 $NiSi$ Ni_2S_3 Ni_3Sn_2 Ni_3Sn
$NiAl_3$ $NiAl_2$ $NiAl$ Ni_4Sb_5 $NiSb$ Ni_5Sb_2 $NiBi$
$NiBi_3$ $NiMg_2$ $NiZn_3$

nicht ferromagnetisch, während eine Ausnahme nur Fe_3Sb_2 und Ni_2Mg zu machen scheinen. Dagegen sind die Verbindungen der ferromagnetischen Metalle mit metalloiden Elementen noch ferromagnetisch, besonders diejenigen, die am reichsten an ferromagnetischem Metall sind, z. B. Fe_5B_2 (145).

„Diese einfachen Regeln über die Magnetisierbarkeit der Verbindungen und Mischkristalle ferromagnetischer Metalle gestatten, wenn das Zustandsdiagramm der binären Legierung bekannt ist, und bei der Bildung der Legierung alle Reaktionen vollständig geworden sind, sofort die Magnetisierbarkeit der ganzen Legierungsreihe anzugeben, indem man berücksichtigt, daß die Magnetisierbarkeit vom ferromagnetischen Metall an bis zur nächsten Verbindung oder ihrem gesättigten Mischkristall reicht, oder daß alle Legierungen von der am ferromagnetischen metallreichsten Verbindung oder ihrem gesättigten Mischkristall mit dem ferromagnetischen Metall bis zum nicht ferromagnetischen Metall unmagnetisierbar sind. Bildet das ferromagnetische Metall mit dem betreffenden Metall keine Verbindung, so sind alle Legierungen bis zum unmagnetisierbaren Metall eventuell bis zu dem bei der Versuchstemperatur gesättigten Mischkristall des nichtmagnetisierbaren Metalls magnetisierbar[2]).

„Diese Regeln erleiden nur dann Ausnahmen, wenn die Temperatur des Verlustes der Magnetisierbarkeit des ferromagnetischen Metalles durch das nicht ferromagnetische Metall stark beeinflußt wird, dann kann für die an unmagnetischem Metall reichen Legierungen (Mischkristalle) diese Temperatur unter die Beobachtungstemperatur (Zimmertemperatur) sinken. Es tritt dieser Fall bei den Legierungen des *Cu—Ni*, *Cu—Co* und *Cr—Ni* ein. Bei der Wahl einer genügend

1) *Cu, Ag, Au, Pb* bilden mit *Fe, Co, Ni* keine Verbindungen.

2) Vgl. hierzu den zur Widerlegung der Frivoldschen Beobachtung des „Metamagnetismus" bei Silber (S. 203) angeführten Gedankengang.

tiefen Temperatur würden aber diese scheinbaren Ausnahmen verschwinden" (Tammann [85], S. 78f.).

Sehr gute Beispiele für diese Verhältnisse finden sich bei K. Honda (146) für *Ni*—*Al*-Legierungen u. a., doch sei der Kürze halber nur darauf hingewiesen. Aus seinen Beobachtungen geht hervor, daß die Suszeptibilität einer Legierung, die aus Mischkristallen besteht, sich im allgemeinen längs einer Kurve ändert, während dem Auftreten zweier bestimmter Kristallarten meist eine lineare Änderung des Paramagnetismus mit der Konzentration entspricht. Beim Auftreten einer neuen Kristallart im Diagramm erleidet die Gerade jedesmal einen Knick. — Eine Beeinflussung der Umwandlungstemperatur durch metallische Zusätze findet nur statt, wenn das eine Metall im anderen löslich ist (vgl. Tammann [85], S. 80). Nach W. H. Keesom (49) soll die Herabsetzung des Umwandlungspunktes durch diamagnetische Zusätze auf einer Abstandsverringerung der Molekeln beruhen (vgl. auch die früher erwähnten Arbeiten von R. Gans).

Bei dem Verschwinden des Ferromagnetismus durch Erhitzen und dem Wiederauftreten beim Abkühlen nimmt Tammann (147) keine Strukturumwandlung an uud vermutet deshalb eine kontinuierliche Abnahme der Permeabilität, die mit der endlichen Reaktionsgeschwindigkeit in Mischkristallen in Zusammenhang steht. Honda (146) zieht zur Erklärung des oft beobachteten allmählichen Verschwindens des Magnetismus beim Erwärmen die Möglichkeit von Umhüllungen der Mischkristalle in Betracht. Ausführlicher hat diese Ideen O. Feußner[1]) entwickelt:

Es ist eine in der Mineralogie häufig beobachtete Tatsache, daß sich Kristalle nicht in dem ihrem normalen Zustandsdiagramm entsprechenden Gleichgewicht aus einer Schmelze ausscheiden, sondern bei rascher Abkühlung zonenweise Schichten verschiedener prozentualer Zusammensetzung ablagern; denn durch die Geschwindigkeit des Erstarrungsprozesses bei rascher Abkühlung kann sich der erste *A*-reiche Mischkristall (vgl. Fig. 6 auf S. 228) nicht, wie er müßte, ständig mit der zurückbleibenden Schmelze ins Gleichgewicht setzen; die Folge davon ist eine *B*-reichere Schicht um den ersten Kern u. s. f. Beim Erhitzen — Altern — einer so erstarrten Legierung muß zunächst ein Ausgleich innerhalb der Kristalle selber stattfinden, der bei gewöhnlicher Temperatur fast unmöglich ist. Entspricht die Gleich-

1) Unveröffentlichter Vortrag im Physikalischen Kolloquium der Universität Marburg, 1919.

gewichtszusammensetzung einem stärker magnetisierbaren Mischkristall, als die *A*- und *B*-reicheren, so nimmt die Magnetisierbarkeit erst rasch, dann je näher die Zusammensetzung dem Gleichgewicht kommt, um so langsamer zu, zeigt also etwa das Bild einer gewöhnlichen Magnetisierungskurve, wie E. Take (214) (vgl. Abschnitt III) in zahlreichen Fällen beobachten konnte.

Doch sei hier nicht weiter darauf eingegangen, da wir im dritten Abschnitt noch einmal Gelegenheit haben werden, darauf zurückzukommen. Analoge Beobachtungen an Titanoxyden haben auch E. Wedekind und P. Hausknecht (106) gemacht, die für die Suszeptibilitätswerte mit dem Titangehalt, der Temperatur und Reduktionsdauer wechselnde Werte fanden, die sie auf die Bildung verschiedener salzartiger Zwischenprodukte zurückführen.

Auch zwischen der Kristallgröße und der Magnetisierbarkeit hat man Beziehungen gesucht und auch zum Teil gefunden. So soll (148) z. B. die maximale Magnetisierungsintensität und die Remanenz beim Eisen von der Kristallgröße unabhängig sein, nicht aber die Koerzitivkraft, die linear mit der Zahl der Kristalle pro Zentimeter zunimmt ebenso wie der Hysteresisverlust. Das würde darauf hindeuten, daß nur diese beiden letzten Größen von den Grenzflächen abhängen, während die anderen Eigenschaften lediglich von dem kristallinischen Material abhängig sind. Dementsprechend soll auch die hohe Permeabilität der *Al*-, *Si*- und *P*-haltigen Stähle nicht auf der hierdurch bedingten Kristallvergrößerung, wie häufig angenommen, beruhen können, sondern auf der O_2-Bindung durch diese Zusätze, eine Auffassung, die sowohl für *C* wie auch für *O* weitgehend durch die umfangreichen Untersuchungen E. Gumlichs (149) an *C*-, *Al*-, *Si*- und *Mn*-Stählen und von R. Dieterle (150) an *V*-Stahl bestätigt wird.

Um nicht ins einzelne zu gehen, sei hiermit der zweite Abschnitt abgebrochen und nur noch ein Literaturnachweis der wichtigsten bisher magnetisch untersuchten binären Legierungen angehängt, der, wenn auch manche interessante Einzeltatsache enthaltend, doch ohne Schaden für das Verständnis überschlagen werden kann. Die Frage, ob der Magnetismus an einen kristallinen Aufbau der Materie gebunden ist oder schon der einzelnen Molekel zukommt, ist bis heute noch nicht entschieden. Wohl weiß man, daß Ferromagnetismus nicht nur eine atomale (*Fe*, *Ni*, *Co*), sondern auch eine molekulare Eigenschaft (*Mn*-Verbindungen u. a.) ist, und ebenso glaubt Honda nachgewiesen zu haben, daß alle ferro- und zum Teil auch paramagnetischen Erscheinungen, wie Hysteresis, Remanenz und Koerzitivkraft, zu deren Erklärung

man schwerlich des Einflusses der Struktur wird entraten können, an das Auftreten von Kristallen gebunden ist, doch ist von hier aus rückwärts kein zwingender Schluß möglich, daß deshalb Magnetismus überhaupt erst eine Eigenschaft des Kristallgitters sei, wie ja auch demgegenüber das ganze Forschungsgebiet eines Pascal darauf hinzuweisen scheint, daß für das Problem des Magnetismus lediglich der molekulare Aufbau, d. h. die wechselnde Betätigung der chemischen Valenz von Bedeutung ist. Wie es, je weiter wir eindringen in die physikalischen Erscheinungen des Magnetismus, immer schwieriger wird, eine scharfe Grenze zu ziehen sowohl zwischen Para- und Ferromagnetismus, wie auch zwischen Para- und Ferro- auf der einen, und Diamagnetismus auf der anderen Seite, so wird es auch immer unsicherer etwa zu unterscheiden: der Träger des Ferromagnetismus ist die Kristallstruktur, der des Para- und Diamagnetismus aber das Atom oder die Molekel. Denn der Übergänge gibt es viele und die Auffassung der stöchiometrischen Verbindung (Heusler, Richarz, Wedekind u. a.) als Träger auf der einen (Eigenschaft der Molekel) und die des Mischkristalles (Tammann, Honda, Weiss u. a.) auf der andern Seite (Eigenschaft der Struktur) stehen sich noch vielfach feindlich gegenüber.

Anhang.

Binäre Systeme.

Die gewählte Reihenfolge der ersten Komponenten ist: *Fe*, *Co*, *Ni*; *Mn*, *Cr*, *V*, *Ti*; *Sb*, *Sn*, *Bi*; *Sc*, *Zn*; die der zweiten der Atomgewichte.

Abkürzungen:

mgn = magnetisch
Mkr = Mischkristall
Vb = Verbindung
Kk = Koerzitivkraft
* hinter der Zahl = Zustandsdiagramm in der betr. Arbeit.

Fe—B G. Hannesen (145*) stark mgn., sowohl langsam abgekühlt wie abgeschreckt, von 0 — 8,5 Proz. *B*; die Vb.

$Fe_5 B_5$ ist mgn.

Fe—C u. a. sehr eingehend E. Gumlich (149*); dgl. S. Hilpert u. E. Colver-Glauert (151); dieser Bericht S. 215.

Fe—O P. Weiss (153)

$Fe_3 O_4$ E. Wedekind u. P. Hausknecht (106), A. Quartaroli (108) besonders stark mgn., siehe auch diesen Bericht S. 208.

Fe—Al u. a. sehr eingehend E. Gumlich (149); dieser Bericht S. 215.

FeAl$_3$ G. Tammann (92), unmgn; dieser Bericht S. 213.

Fe—Si u. a. sehr eingehend E. Gumlich (149) u. W. Guertler u. G. Tammann (153*); dieser Bericht S. 215.

Fe—V K. Honda (146) Temp.-ℑ-Kurve; J. J. Lonsdale (154) kleine Permeabilität und große Kk; R. Dieterle (150) stellt mgn günstige *O*-Bindung durch *V*-Zusätze fest (vgl. diesen Bericht S. 215) und bestreitet die Ergebnisse von J. J. Lonsdale.

Fe—Mn u. a. sehr eingehend E. Gumlich (149); dieser Bericht S. 215; W. Mathesius (155); S. Hilpert, E. Colver-Glauert u. W. Mathesius (156); G. Rumelin u. K. Fick (157); G. Tammann (92 S. 274ff.*).

Fe—Co A. Preuß (158): 9 Proz. *Co* geben eine 10 Proz. größere mgn Sättigung als reines *Fe*; P. Weiss (159—162); J. de Freudenreich (163); R. Ruer u. K. Kaneko (164*) (165) beobachten eine polymorphe Umwandlung.

Fe$_2$*Co* zeigt nach Tr. D. Yensen (166) ganz besonders günstige mgn Eigenschaften.

Fe—Ni W. Guertler u. G. Tammann (167*) mit mgn Angaben im Diagramm; W. Mathesius (155); S. Hilpert u. E. Colver-Glauert (151), S. Hilpert, E. Colver-Glauert u. W. Mathesius (156); E. Colver-Glauert u. S. Hilpert (168) mgn Umwandlungspunkte. P. Weiss u. G. Foex (169*), P. Weiss (152, 159—161).

Fe$_2$*Ni* mgn (167, 169).

Fe—Zn U. Raydt u. G. Tammann (170* mit mgn Angaben) von 1—11 Proz. *Fe* unmgn von 11—22 Proz. *Fe* mgn enthaltend die Vbb

FeZn$_3$ und

FeZn$_7$, deren Mgn nicht feststeht, da ein Mkr möglich ist.

Fe—As S. Hilpert u. Th. Dieckmann (171).

FeSb$_2$ G. Tammann unmgn (92 S. 318).

Fe$_3$*Sb*$_2$ G. Tammann mgn Ausnahme (92 S. 318),

Fe—Ce R. Vogel (172 mit mgn Angaben) von 0—60 Proz. *Ce* wegen eisenreichen Mkr stark mgn; von 60—100 Proz. *Ce* schwächer, da Vbb

Fe$_2$*Ce* und

Fe$_5$*Ce*$_2$ enthaltend. Bei 40 Proz. *Fe* springt mit wachendem *Fe*-Gehalt die α-β-Umwandlung um 700° C. Das Material verdient

magnetometrisch genau untersucht zu werden wegen der Unterscheidbarkeit der Einflüsse von Mkrr und Vbb.

Fe—Au W. Wahl (173).

Fe—Hg H. Nagaoka (82); sehr große Kk (370 cgs).

Co—Al G. Tammann (92); es existieren die unmgn Vbb

CoAl, *Co₂Al₅* und *Co₃Al₁₃* — vgl. diesen Bericht S. 213.

Co—Si K. Lewkonja (174*), mgn bis 19,5 Proz. *Si*, also *Co*-reichem Mkr; Mgn verschwindet bei Vb

CoSi; der Mgn ist also an eine Kristallart, nicht an eine Vb gebunden; nach G. Tammann (92) sind ferner unmgn die Vbb

Co_2Si, Co_3Si_2, $CoSi$ und $CoSi_3$. — vgl. diesen Bericht S. 213.

Co—P S. Żemcżużuy u. J. Schepelew (175); die Vb

Co_2P ist zwar mgn, aber weniger als reines *Co*; noch größerer Phosphorgehalt ergibt unmgn Vb wie

Co_2P_3 (Granger) (176).

Co—Cr K. Lewkonja (174*); mgn bis 25 Proz. *Cr*; Max. bei 15 Proz. *Cr*; starke Erniedrigung des Umwandlungspunktes mit wachs. *Cr*-Gehalt, um 1000° C und mehr; K. Honda (146) Temp.-ℑ-Kurve.

Co—Mn K. Hiege (177) über 40 Proz. *Co* deutl. mgn lückenlose Mkrreihe.

Co—Ni M. Wählert (178) und P. Weiss (159—161).

Co—Cu M. Wählert (178).

Co—Zn K. Lewkonja (174) bis 18,4 Proz. *Co* unmgn.

$CoZn_4$ nach G. Tammann (92) unmgn vgl. diesen Bericht S. 213.

Co—Mo U. Raydt u. G. Tammann (179) mgn von 0—60 Proz. *Mo* (*Co*-reiche Mkrr); von 65 Proz. *Mo* an unmgn Vb.

CoMo ist unmgn.

Co—Cd K. Lewkonja (174) bis 18,4 Proz. *Co* unmgn.

Co—Sn K. Lewkonja (174*) von 0—50 Proz. *Sn* mgn; 52,5 Proz. *Sn* unmgn, da große Mengen der Vb

Co_2Sn enthaltend, die unmgn ist; es wird eine Zunahme der Magnetisierbarkeit mit der Temp. beobachtet (*Sn*-reichere Zone um Mkrr?); auch die Vb

CoSn ist nach G. Tammann unmgn (92) vgl. diesen Bericht S. 213.

Co—Sb K. Lewkonja (174*) mgn bis 67 Proz. *Sb*, also alle *Co*-reichen Mkrr. wachsend mit dem *Co*-Gehalt bis zum Max. bei 90 Proz. *Co* = gesätt. Mkr. Der Mgn. verschwindet mit den Mkrr bei 67 Proz. *Co* = unmgn Vb.

CoSb. Außerdem ist nach G. Tammann (92) die Vb

$CoSb_2$, wie alles antimonreichere als die Vb *CoSb*, unmgn.

Co—Hg H. Nagaoka (92) stark mgn; große Kk.

Co—Pb K. Lewkonja (174*); mgn identisch mit reinem *Co*.

Co—Bi K. Lewkonja (174*).

Ni—B A. Stock u. E. Kuss (180); bildet nach Erhitzen auf 600° C die stark mgn Vb

Ni_2B, die gegen Säuren ganz besonders widerstandsfähig ist.

Ni—Mg bildet nach G. Tammann (92) die Vbb

Ni_2Mg, die ausnahmsweise mgn ist (vgl. diesen Bericht S. 213) u.

$NiMg_2$, die unmgn ist.

Ni—Al K. Honda (146) stellt die drei Vbb

$NiAl_3$,

$NiAl_2$ und

NiAl fest, die alle unmgn sind; vgl. auch G. Tammann (92) und diesen Bericht S. 213.

Ni—Si bildet nach G. Tammann (92) die Vbb

Ni_3Si,
Ni_2Si,
Ni_3Si_2,
NiSi und
Ni_2Si_3, die alle unmgn sind. } vgl. diesen Bericht S. 213.

Ni—V ist nach H. Giebelhausen (181) bis zu 12 Proz. *V* mgn.

Ni—Cr K. Honda (146); Temp.-$\mathfrak{J}$-Kurve.

Ni—Zn ist nach G. Tammann (92) in der Vb

Ni-Zn_3 unmgn.

Ni—Pd F. Heinrich (182); mgn bis zu 87 Proz. *Pd*; deutl. Abnahme des Mgn von 40 Proz. *Pd* an.

Ni—Sn K. Honda (146); von 0—60 Proz. *Ni* unmgn, enthaltend die Vbb

Ni_3Sn_2 und

Ni_3Sn; die Eigenschaften der Vb

Ni_4Sn sind noch unbekannt; die Vb liegt jedoch im mgn Teil des Diagramms; ebendort Temp.-$\mathfrak{J}$-Kurven und Susz.-Kurven für alle Mkrr. vgl. auch G. Tammann (92) und diesen Bericht S. 213.

Ni—Sb bildet nach G. Tammann (92) die Vbb

Ni_4Sb_5,
NiSb und
Ni_5Sb_2, die alle unmgn sind, und die Vb
Ni_4Sb, deren Eigenschaften noch unbekannt sind.
} vgl. diesen Bericht S. 213.

Ni—Hg H. Wünsche (183); schwach mgn.

Ni—Bi bildet nach G. Tammann (92) die Vb

NiBi und

$NiBi_3$, die beide unmgn sind; vgl. diesen Bericht S. 213.

Mn—H E. Wedekind u. Th. Veit (187); ähnliche Verhältnisse wie bei *Mn—N*; vgl. dieses.

Mn—B bildet nach A. Binet du Jassoneix (184) u. E. Wedekind (185, 186) zwei Vbb

MnB_2 und

MnB, von denen die erste unmgn; die zweite aber mgn ist. Das Max. der Magnetisierbarkeit liegt bei 12 Proz. *B*, während die Vb *MnB* 16,6 Proz. *B* entspricht. Beide Autoren stimmen darin überein, daß *MnB* der Träger des Mgn sei und suchen die Abweichung des Max. d. Mgn. von der Zusammensetzung der reinen Vb durch Verunreinigungen mit der unmgn Vb *MnB_2* zu erklären, während man bei Anwendung Tammannscher Ergebnisse zu dem Schluß kommen muß, daß dem 12 Proz. *B* enthaltenden Mkr eine größere Magnetisierbarkeit zukommt als der Vb *MnB*. *MnB* hat eine größere Kk als Gußeisen und *Wo*-Stahl (186).

Mn—C nach S. Hilpert u. J. Pannescu (188) bei 1 Proz. *C* deutlich mgn. Max. bei 4 Proz. *C* (wahrsch. Atomverhältnis $M:C = 5:1$); die Vb

Mn_3C ist nur noch schwach mgn, vgl. auch E. Wedekind u. Th. Veit (189); über 7 Proz. *C* unmgn.

Mn—N E. Wedekind u. Th. Veit (187); der Mgn nimmt mit wachsendem *Mn*-Gehalt zu. Von den Vbb ist

Mn_3N_2 als zu hoch nitriert unmgn (vgl. auch S. Hilpert u. Th. Dieckmann (190),

Mn_5N_2 schwach mgn. und

Mn_7N_2 gut mgn.

Mn—O E. Wedekind u. Th. Veit (187); ähnliche Verhältnisse wie bei *Mn—N*; vgl. dieses. Die Vb

Mn_3O_4 ist stark mgn und eine Ausnahme vom Typus der permetallischen Hydrate; vgl. A. Quartaroli (108), E. Wedekind u. P. Hausknecht (106) u. diesen Bericht S. 208f.

Mn—Al G. Hindrichs (193) findet zwei Vbb
Mn_3Al und
$MnAl_3$, von denen die erste schwach ferromgn ist.
Mn—Si E. Wedekind u. Th. Veit (189); die Vb
Mn_2Si ist unmgn.
Mn—P sind nach S. Hilpert u. Th. Dieckmann (190, 191) sämtl. ferromgn, dgl. E. Wedekind (185 u. 192), E. Wedekind u. Th. Veit (189); die Vbb
MnP_2 } zeigen (190) einen sehr niedrigen krit. Pkt 38⁰ bzw. 28⁰ C;
MnP } Vorlesungsversuch!
Mn_3P_2 mgn.
Mn_5P_2 soll (192) der „Hauptträger" des Mgn sein.
Mn—S E. Wedekind u. P. Hausknecht (106) u. a.; Vb
MnS mgn.
Mn—Cl B. Cabrera, E. Moles u. M. Marquina (194); Vb
$MnCl_2$ mgn.
Mn—As S. Hilpert u. Th. Dieckmann (171) und E. Wedekind u. Th. Veit (189). Die Vbb
$MnAs$, vgl. E. Wedekind (185) und
Mn_2As sind mgn.
Mn—Ag G. Arrivant (195); die mgn Vb
$MnAg_2$ zeigt gleichzeitig eine bemerkenswerte elektromotorische Wirkung.
Mn—Sn K. Honda (146); mit abnehmendem *Mn*-Gehalt nimmt der Mgn ab. Dementsprechend zeigt die Vb
Mn_4Sn das Max. der Magnetisierbarkeit.
Mn_2Sn auch noch mgn; während R. S. Williams (140)
$MnSn$ nicht mehr mgn findet. Zur Erklärung einer Verzögerung wird Umhüllung von Mn_2Sn mit $MnSn$ herangezogen.
Mn—Sb R. S. Williams (195*); zwei Reihen Mkrr. Die Vb
Mn_2Sb nimmt sowohl *Sb* als auch *Mn* auf und bildet von 65—69 Atom-Proz. *Mn* Mkrr. Sie hat nach E. Wedekind (187) eine größere Kk als *Wo*-Stahl. Ebenso nimmt die Vb
Mn_3Sb_2 von 50—60 Atom-Proz. *Mn Sb* auf. Mn_2Sb ist stärker mgn als Mn_3Sb_2; bei K. Honda (146) sind Temp.-℥-Kurven von Mn_3Sb_2 und Mn_2Sb angegeben. Die Vb
$MnSb$, die E. Wedekind (185) als mgn angibt, soll nach R. S. Williams (195) nicht existieren; vgl. auch E. Wedekind (189).
Mn—P R. S. Williams (195).

Mn—Bi P. Siebe (197*); mgn ist eine Vb, deren Formel nicht ermittelt werden konnte, aber von geringerem *Mn*-Gehalt als *MnBi* vermutet wird. Vgl. außerdem E. Wedekind (189).

Cr—O E. Wedekind und C. Horst (107) mißt die Susz. der Vbb
Cr_2O_3 und
CrO_3; vgl. auch diesen Bericht S. 208.
Cr_5O_9 gehört zu den mgn Ausnahmen; S. 208.

Cr—S E. Wedekind u. C. Horst (107); wie *Cr—O*; s. d.
CrS, Cr_2S_3, Cr_3S_4 } vgl. diesen Bericht S. 208.

Cr—Sb R. S. Williams (196).

V—N E. Wedekind u. C. Horst (105).

V—O E. Wedekind u. C. Horst (105); d. Mgn nimmt in den Vbb (Magnetonenzahlen (105))
VO, V_2O_3, VO_2 und V_2O_5 mit wachsendem *O*-Gehalt ab } vgl. diesen Bericht S. 208.

V—S E. Wedekind u. C. Horst (105); die Mgn nimmt in den Vbb (Magnetonenzahlen (105))
VS, V_2S_3 und V_2S_5 mit wachsendem *S*-Gehalt zu. } vgl. diesen Bericht S. 208.
vgl. auch E. Wedekind u. P. Hausknecht (106).

Ti—O E. Wedekind u. P. Hausknecht (106); Susz.-messungen an veränderlichen Mkrr. bei Ti_3O_5 (vgl. diesen Bericht S. 208).
TiO_2 mgn.
Ti_3O_5 sehr stark mgn. Ausnahme: (vgl. diesen Bericht S. 208).

Ti—S E. Wedekind u. P. Hausknecht (106); die Susz. wächst mit fallender Wertigkeit; gemessen an den Vbb
TiS_2, Ti_2S_3 und TiS. } vgl. diesen Bericht S. 208.

Sb—Al K. Honda u. T. Soné (198).

Sb—Si R. S. Williams (196).

Sb—Zn K. Honda u. T. Soné (198).

Sb—Ag E. L. Dupuy (199); die Susz. erleidet Änderungen bei der Zusammensetzung der Vb
$SbAg_3$ und den beiden gesättigten festen Lösungen von Ag_3Sb in *Ag* und *Sb*.

Sb—Sn K. Honda u. T. Soné (198) und P. Leroux (200) bildet eine Vb

SbSn und eine feste Lösung mit 95 Proz. *Sb*.

Sb—Te K. Honda u. T. Soné (198).

Sb—Pb P. Leroux (200).

Sb—Bi K. Honda u. T. Soné (198).

Sn—Te K. Honda u. T. Soné (198).

Sn—Pb K. Honda u. T. Soné (198) und E. L. Dupuy (199); gegenseitig schwach löslich.

Bi—Te K. Honda u. T. Soné (198).

Bi—Hg T. Guesotto u. M. Binghinotto (201).

Sc—O R. J. Meyer u. H. Goldenberg (202).

Sc_2O_3 ist schwach diamagnetisch.

Zn—Al E. L. Dupuy (199) beobachtet die Vb

$ZnAl_3$ und Dissoziationserscheinungen (vgl. Abschnitt III).

III.

Wenden wir uns zum Schluß der Besprechung der magnetischen Arbeiten des Marburger Instituts zu. Aus unserem bisherigen Bericht konnten wir sie ohne Schaden für den Gedankengang ausschalten, da sie sich sowohl dem zugrunde liegenden Material als auch zum Teil dem angestrebten Ziel nach von dem in Abschnitt II Besprochenen wesentlich unterscheiden. Handelt es sich doch um Aluminiummangan-, Zinnmangan- und andere Bronzen, die sog. Heuslerschen Legierungen, also ternäre, ja zum Teil sogar quaternäre Systeme. Es ist einleuchtend, daß hierdurch die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der chemischen Zusammensetzung erheblich kompliziert wird und sich die Forschung teilweise einfacheren Fragen zugewandt hat. Die Heuslerschen Legierungen, an denen zuerst (203) der Ferromagnetismus para- und diamagnetischer Komponenten entdeckt worden ist, zeichnen sich gegenüber den meisten binären magnetischen Legierungen durch ihren Ferromagnetismus aus, die $^3/_4$ des Gußeisens erreichen kann. Doch erreichen sie diese durchaus nicht in jedem Zustand und es ist vornehmlich dies die Aufgabe der Marburger Forschungen gewesen, von den physikalischen Bedingungen aus, die für das Auftreten des Ferromagnetismus Voraussetzung sind, Einblick zu gewinnen wieder in die Struktur der magnetischen Substanz, besonders des „Trägers des Magnetismus“. Dementsprechend werden wir hauptsächlich Alterungs- und andere thermische Studien zu erörtern haben.

Daneben wurde jedoch das Hauptziel, das den unmittelbaren Anschluß an den vorhergehenden Abschnitt bietet und die Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit von der chemischen Zusammensetzung der Heuslerschen Legierungen im Auge hat, nicht vernachlässigt. Über dieses wollen wir zunächst kurz berichten.

Die am stärksten magnetisierbaren Heuslerschen Legierungen zeigen meist eine Zusammensetzung, die von

Al	10 Proz.
Mn	20 „
Cu	70 „

nur wenig abweicht. Doch kann das Aluminium durch Zinn, Arsen, Antimon, Wismut oder Bor ersetzt werden, ohne daß deshalb die magnetischen Eigenschaften der Bronzen verloren gingen. Es verdient gegenüber der voraufgegangenen eingehenden Würdigung der Arbeiten E. Wedekinds und dessen Prioritätsansprüchen hervorgehoben zu werden, daß dies schon dem Entdecker des Magnetismus von Manganlegierungen, Fr. Heusler, bekannt war (204), durch den E. Wedekind erst brieflich auf das von ihm so erfolgreich bearbeitete Gebiet der Magnetochemie aufmerksam gemacht worden war.

Da Heusler von dem Gedanken ausging, der Träger des Magnetismus müsse eine chemische Verbindung sein, untersuchte er sehr eingehend das stöchiometrische Verhältnis der einzelnen Komponenten und kam mit E. Haupt (205) anfänglich zu dem Ergebnis, daß 1 Atom Mangan auf 1 Atom Aluminium ein Maximum der Magnetisierbarkeit ergebe (206), der Träger des Magnetismus also eine in überschüssigem Kupfer gelöste Verbindung vom Typus $Mn_1 Al_1$ sein könnte. Seine weiteren Versuche in dieser Richtung mit W. Preusser (207) zusammen, die Proben mit anderem Mangangehalt zum Ausgangspunkt hatten (von 3,8 bis 23 Proz. *Mn*) ergaben das übereinstimmende Resultat, daß das Maximum der Magnetisierbarkeit stets bei 12—13 Proz. *Al* lag, was Fig. 3 versinnbildlicht. In ihr sind die Legierungen gleicher Magnetisierbarkeit durch Kurven miteinander verbunden. Ihre „Kammlinie“ verläuft ungefähr parallel dem erwähnten Gehalt von 13 Proz. *Al*. Dieses erweiterte Ergebnis, das das ursprüngliche von Heusler und Haupt umfaßt, führte Fr. Heusler (208, 209) zu der Annahme, daß der Träger des Magnetismus eine Verbindung von der Form

$$[Al\,(Mn,\,Cu)_3]_x$$

sei, wobei $(Mn, Cu)_3$ isomorph aus *Mn* und *Cu* zusammengesetzt ist, so daß auf 1 Atom *Al* stets 3 Atome der beiden anderen zusammen

entfallen. Ähnliche Verhältnisse fand Fr. Heusler in Gemeinschaft mit A. Semm (210—212) bei Zinnmanganbronzen.

Versuche, diese ternären Systeme durch Eisenzusätze zu erweitern und deren Einfluß auf die Magnetisierbarkeit der Heuslerschen Legierungen festzustellen, wobei man in Analogie zu dem Verhalten von unmagnetischen Nickelstählen das Ergebnis nicht voraussehen konnte, ließen keine markanten Veränderungen der Magnetisierbarkeit, weder nach oben noch nach unten zu (213) erkennen. Neben dieser chemischen Reihe von Untersuchungen läuft die mehr physikalische,

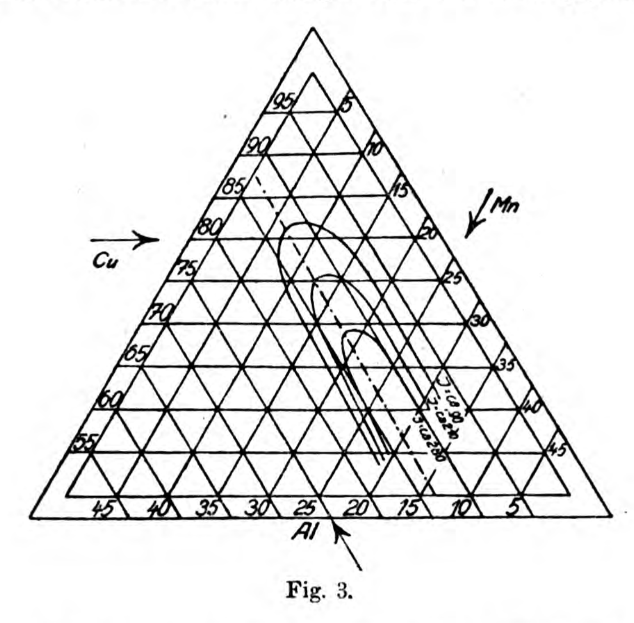


Fig. 3.

thermisch-mechanische einher, die hauptsächlich von Fr. Heusler, E. Take und P. Asteroth verfolgt ist.

Wie schon eingangs erwähnt, sind Heuslersche Legierungen nicht in jedem beliebigen Zustand stark ferromagnetisch; vielmehr erreichen sie diesen Zustand erst nach einer gewissen thermischen Vorbehandlung, der sog. künstlichen Alterung[1]), über die wir die eingehendsten Untersuchungen E. Take (215, 216) verdanken, nachdem schon Arbeiten von Fr. Heusler, E. Haupt, P. Asteroth u. W. Preusser voraufgegangen[2]) waren. Heusler (217) und Asteroth (218) hatten gefunden, daß lang-

1) Über die Terminologie vgl. (214), S. 59 f.

2) Ausführliche Literaturangaben bei (209).

same Abkühlung der Bronzegüsse von Temperaturen über dem magnetischen Umwandlungspunkt stark verbreiterte Hysteresisschleifen, d. h. eine erhebliche Vergrößerung der Koerzitivkraft hervorruft, Abschreckung und Alterung dagegen schmale Schleifen, mithin geringe Koerzitivkräfte ergibt. F. Richarz erklärte (219) diese Gesetzmäßigkeit damit, daß bei langsamer Abkühlung genügende Zeit zur Ausbildung größerer Komplexe

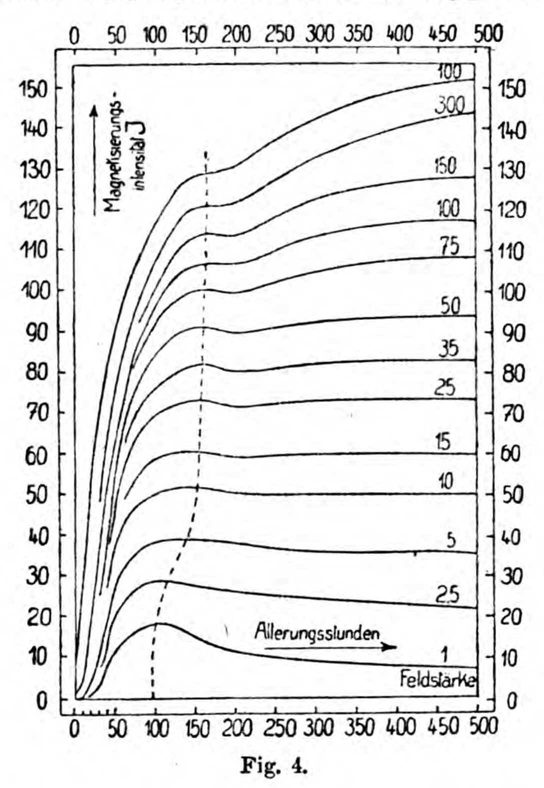


Fig. 4.

von Elementarmagneten gegeben sei, bei Abschreckung diese jedoch fehle, so daß jeder Elementarmagnet quasi frei beweglich, drehbar bleibe. Eingehender sind diese Verhältnisse, wie gesagt, von E. Take (216) untersucht, dessen gründliche und geschickte Untersuchungen folgende mitteilenswerte Ergebnisse gezeitigt haben: E. Take ging von dem Gedanken aus, daß bei Sättigungswerten der Magnetisierungsintensität, d. h. also bei hohen effektiven Feldern, die intermolekularen Wirkungen der Elementarmagnete aufeinander zurücktreten müssen, also die Entwicklung der Elementarmagnete mit der Alterungsdauer

erkannt werden kann, während die intermolekularen Kräfte, d. h. die komplexbildenden, gerade bei kleineren und mittleren Feldern zutage treten müssen. Diese Vermutung wird in den Kurven von Fig. 4 deutlich bestätigt, indem die Maxima der Kurven schwacher Felder mit wachsender, effektiver (äußerer) Feldstärke mehr und mehr zurücktreten.

Dieses Maximum bei schwachen Feldern deutet nach E. Take auf eine doppelte Umlagerung während der Alterung hin, und zwar entwickeln sich zunächst aus den nach dem Guß dissozierten Teilen der Molekel $[Al(Mn, Cu)_3]_x$ die ferromagnetischen Elementar-

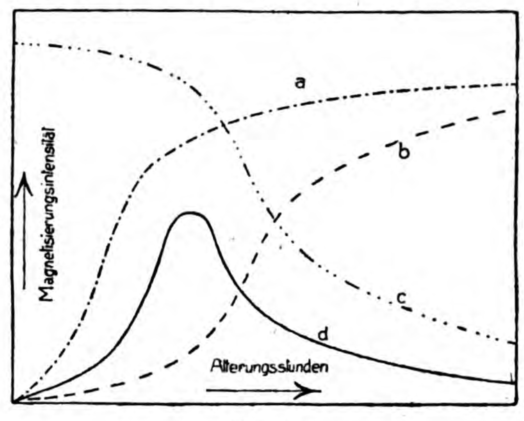


Fig. 5.

magnete nach Maßgabe einer jungfräulichen Magnetisierungskurve (Fig. 5, Kurve *a*), dann aber entsprechend der beobachteten, während der Alterung wachsenden Koerzitivkraft des Sättigungszykels (Kurve *b*) eine die weitere Annäherung an die magnetische Sättigung hemmende Kraft (Kurve *c*), die geometrisch mit Kurve *a* vereinigt eine Kurve von der Form der beobachteten Magnetisierungs-Alterungskurven (Kurve *d*) ergibt.

Nach E. Gumlich (220) zeigt die Koerzitivkraft des Eisens gerade die entgegengesetzte Abhängigkeit von der Abkühlungsdauer. Es ist verlockend bei der schwierigen Beweisbarkeit der Richarzschen Komplexhypothese — metallographisch, etwa durch die Korngröße, hat sie sich bisher nicht stützen lassen — die oben skizzierten Gedanken O. Feußners auch auf diese Beobachtungen zu übertragen Er tut das für binäre Systeme etwa wie folgt:

In einem System (Fig. 6) seien die beiden Komponenten *A* und *B*

enthalten, die beide für sich magnetisierbar sind. Im festen Zustand sei eine Mischungslücke vorhanden, die sich mit fallender Temperatur vergrößere. Ein A-reicher Mischkristall sei magnetisierbar; der Höchstwert der Magnetisierbarkeit liege etwa bei dem Punkte C der Figur. Wir betrachten etwa eine Legierung in der Nähe von C, links gelegen, an A reicher.

Wird die Legierung flüssig schnell abgeschreckt, kann sich kein Gleichgewicht einstellen. Es scheidet sich zuerst ein stark A-haltiger, wenig magnetisierbarer Kristall aus. Wegen der schnellen Abkühlung

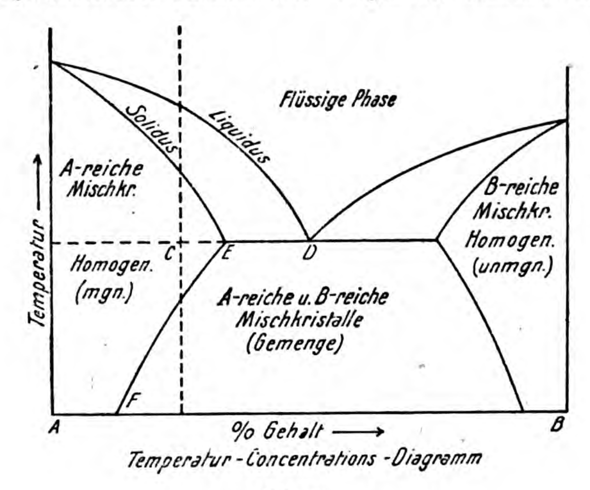


Fig. 6.

ist die nächste Zone des Kristalls wesentlich B-reicher. So wird die gesamte Liquiduskurve durchlaufen, bis im Punkt D die ganze Schmelze als ein Gemenge von A- und B-reichen Mischkristallen erstarrt, wenig magnetisierbar und keineswegs im Gleichgewicht.

Das Streben nach Einstellung des Gleichgewichts ist stets vorhanden; schon geringe Temperaturerhöhungen beschleunigen es merklich. Naturgemäß suchen sich zunächst die Kristalle in sich auszugleichen; die A-reichen werden homogener, die Magnetisierbarkeit steigt. Denn es findet eine Annäherung an die Zusammensetzung des Punktes C statt. Die nach dem Diagramm später im festen Zustand wieder eintretende Entmischung kann dabei kaum zur Geltung kommen; denn erstens ist diese Tendenz in der Regel nicht sehr stark und zweitens kann sie erst einsetzen, wenn die Zusammensetzung von C schon angenähert erreicht ist.

Da der Ausgleich mit zunehmender Temperatur beschleunigt wird, tritt die (beobachtete) Zunahme der Magnetisierung ein. Bei niedrigen Temperaturen dauert die Einstellung des vollkommenen Gleichgewichtes sehr lange [vgl. E. Take (216)]; es wird daher dauernde Zunahme der Magnetisierbarkeit beobachtet. Dagegen wird bei höheren Alterungstemperaturen der Ausgleich rasch vollzogen und der stark magnetische Zustand erreicht. Weitere Erhitzungsdauer läßt aber jetzt den Zerfall längs der Linie EF eintreten, was einen Zerfall im festen Zustand in ein Gemenge A-reicher — mit um so geringerer Magnetisierbarkeit, je A-reicher der Kristall ist — und B-reicher unmagnetischer Kristalle bedeutet. Die Folge des Zerfalles ist die Abnahme der Magnetisierbarkeit: die Kurve der Fig. 4 u. 5 d hat das Maximum überschritten. Daß die Erreichung dieses Maximums von der angewandten äußeren Feldstärke abhängig sein muß, ist schon früher (214) ausführlich dargetan.

Im Zusammenhang mit den Marburger Arbeiten über Heuslersche Legierungen verdienen noch die von F. A. Schulze (221) über die Leitfähigkeit und thermoelektrische Kraft, die Arbeit über die spezifische Wärme im magnetischen und unmagnetischen Zustand von E. Dippel (222) und endlich die Untersuchung magnetischer Manganpulver von K. Ihde (223) erwähnt zu werden.

Danzig-Langfuhr.

(Eingegangen 28. Dezember 1920.)

Thermische und elektrische Leitfähigkeit der Metalle.

Von Walther Meißner.

Literatur.

1. B. Beckmann, Phys. Ztschr. **16**, 59—62, 1915; **18**, 507—509, 1917.
2. B. Beckmann, Communic. Leiden, Supplement Nr. 40, 145—156, 1915.
3. C. Benedicks, dieses Jahrb. **13**, 351—395, 1916; **14**, 471—487, 1917.
4. C. Benedicks, Ann. d. Phys. (4) **55**, 1—80, 103—150, 1918.
5. C. Benedicks, C. R. **165**, 391—394, 425—428, 1917; Beibl. d. Ann. d. Phys. 1918, 334—335.
6. A. J. Bijl u. N. H. Kolkmeijer, Proc. Akad. Amsterdam **21**, 494, 1918.
7. G. Borelius, Ann. d. Phys. (4) **52**, 398—414, 1917.
8. G. Borelius, Ann. d. Phys. (4) **57**, 231—243, 278—286, 1918; **58**, 489 bis 504, 1919.
9. G. Borelius, Ann. d. Phys. (4) **60**, 381—402, 1919.

10. G. Borelius u. A. E. Lindh, Ann. d. Phys. (4) **51**, 607—620, 1916; **53**, 97—137, 1917.
11. W. H. Bragg, Phil. Mag. **28**, 355, 1914.
12. P. W. Bridgman, Proc. Nat. Acad. America **3**, 10—12, 1917; Fortschr. d. Phys. **73**, II, 28, 1917.
13. P. W. Bridgman, Phys. Rev. (2), **9**, 269—289, 1917.
14. Helge Bohlin, Ann. d. Phys. (4) **61**, 421—439, 1920.
15. H. C. Burger, Phys. Ztschr. **20**, 73, 1919.
16. A. E. Caswell, Phys. Rev. (2), **13**, 386—403, 1919. **15**, 1—11, 1920.
17. C. A. Crommelin, Phys. Ztschr. **21**, 270—280, 300—304, 331—335, 1920.
18. L. Décombe, Journ. d. Phys. (5) **4**, 116—126, 1914.
19. A. Eucken, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 364, 1916.
20. A. Eucken u. G. Gehlhoff, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 169—182, 1912.
21. G. Gehlhoff u. F. Neumeier, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 876—896, 1913.
22. G. Gehlhoff u. F. Neumeier, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 201—217, 1919.
23. E. Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 186—200, 1913.
24. E. Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 36—52, 1918.
25. E. Grüneisen, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 53—62, 1918.
26. E. Grüneisen, Phys. Ztschr. **19**, 382—386, 1918.
27. F. Haber, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 1117—1136, 1911.
28. F. Haber, Berl. Ber. 1919, 506—518.
29. F. Haber, Berl. Ber. 1919, 990—1007.
30. F. v. Hauer, Ann. d. Phys. (4) **51**, 189—219, 1916.
31. F. v. Hauer, Phys. Ztschr. **18**, 149—151, 1917.
32. F. Henning, Temperaturmessung, Braunschweig 1915, S. 90—110.
33. F. Henning, Ztschr. f. Instrkde. **34**, 116, 1914.
34. L. Holborn, Wärmetabellen der PTR, S. 39, Vieweg & Sohn, 1919; Ann. d. Phys. **59**, 145, 1919.
35. L. Holborn, Ztschr. f. Instrkde. **40**, 144, 1920.
36. K. Honda, Science Rep. Tôhoku Univ. **7**, 59—66, 1918.
37. K. Honda and T. Simidu, Science Rep. Tôhoku Univ. **6**, 219—233, 1917.
38. Z. W. Hornebeck, Phys. Rev. **2**, 217—249, 1913.
39. A. W. Hull, Phys. Rev. **10**, 661—696, 1917.
40. J. Koenigsberger, Handbuch d. Elektrizität u. d. Magnet. von Graetz, III, 597—724, 1920.
41. W. Kossel, Ztschr. f. Physik I, 395—415, 1920.
42. I. Langmuir, Phys. Rev. **7**, 151—152, 1916.
43. K. Lichtenecker, dieses Jahrb. **14**, 466—470, 1917.
44. F. A. Lindemann, Phil. Mag. **29**, 127—140, 1915.
45. A. March, Ann. d. Phys. (4) **49**, 710—724, 1916.
46. T. Matushita, Science Rep. Tôhoku Univ. **9**, 243—250, 1920.
47. W. Meißner, Ann. d. Phys. (4) **47**, 1001—1058, 1915.
48. W. Meißner, Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 240—244, 1916.
49. W. Meißner, Ztschr. f. Phys. **2**, 373—379, 1920.
50. H. Kamerlingh Onnes and G. Holst, Communic. Leiden 142c, 1914.

51. P. Scherrer, Phys. Ztschr. **19**, 23—27, 1918.
52. R. Schott (A. Eucken), Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 27—34, 1916.
53. W. Schottky, Phys. Ztschr. **21**, 232—241, 1920.
54. F. B. Silsbee, Journ. Washington Acad. **6**, 597—602, 1916. Beibl. Ann. d. Phys. **41**, 124, 1917.
55. T. Simidu, Science Rep. Tôhoku Univ. **6**, 111—122, 1917.
56. J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **30**, 192—202, 1915; Nature **95**, 494 bis 499, 1915.
57. L. Vegard, Phil. Mag. **31**, 83, 1916; **32**, 65, 1916.
58. W. Voigt, Phys. Ztschr. **19**, 457, 1918.
59. S. Weber, Ann. d. Phys. (4) **54**, 165—181, 1917.
60. Th. Wereide, Ann. d. Phys. (4) **55**, 589—607, 1918.
61. A. G. Worthing, Phys. Rev. **4**, 535—543, 1914.

Inhalt.

Der vorliegende Bericht soll im wesentlichen eine Fortsetzung der beiden in den Jahren 1911 und 1915 von J. Clay gegebenen Berichte[1]) sein. Doch ist die thermische Leitfähigkeit der Metalle mit berücksichtigt worden, deren Messung meist im Zusammenhang mit derjenigen der elektrischen Leitfähigkeit erfolgt, zu der sie in enger Beziehung steht.

I. Experimente und empirische Gesetzmäßigkeiten.

1. Messungen über thermische und elektrische Leitfähigkeit λ und $\varkappa$ an demselben Metallstück.

Derartige Messungen sind neuerdings zwischen 80° und 273° bzw. 420° abs. von Eucken und Gehlhoff (20)[2]) und von Gehlhoff und Neumeier (21), (22), zwischen 20° und 373° abs. von Meißner

1) J. Clay, dieses Jahrb. **8**, 383, 1911; **12**, 259—279, 1915.

2) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Anfang des Berichts.

(47), (49), zwischen 20° und 273° abs. von Schott (52), zwischen 3,9° und 5,1° abs. von Kamerlingh Onnes und Holst (50), bei 290° bis 1200° abs. von Honda, Simidu und Matushita (36), (37), (46), (55), bei 2200° von Langmuir (42), bei 273° abs. von Sophus Weber (59) ausgeführt worden.

Mehrere Beobachter verwendeten zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit die Leessche Methode und ermittelten die elektrische Leitfähigkeit an derselben Metallprobe durch eine besondere Messung.

Die Leessche Methode besteht darin, daß dem zu untersuchenden Wärmeleiter an dem einen Ende eine gemessene, elektrisch in Form von Joulescher Wärme in einer Heizspule erzeugte Wärmemenge zugeführt wird, während das andere Ende auf konstanter Temperatur gehalten und das entstehende Temperaturgefälle durch Thermoelemente oder Widerstandsthermometer, die an zwei Stellen des Stäbchens angebracht sind, bestimmt wird. Ist l die Entfernung der Meßstellen, F der (gleichmäßige) Querschnitt des Stäbchens, W die zugeführte Energie und $T_2 - T_1$ die Temperaturdifferenz zwischen den Meßstellen, so ist die Wärmeleitfähigkeit λ

$$\lambda = \frac{Wl}{F(T_2 - T_1)}. \qquad (1)$$

Legt man besonderen Wert auf die Bestimmung des Verhältnisses von $\lambda : \varkappa$, so ist es zweckmäßig, dieselben Meßstellen zur Bestimmung von λ und $\varkappa$ zu benutzen, also z. B. die für die Temperaturmessung benutzten Thermoelementdrähte zur Potentialmessung zu verwenden, wie das z. B. Gehlhoff und Neumeier taten. Dann fallen in dem Ausdruck für $\lambda : \varkappa$ die Dimensionen des Versuchsstäbchens heraus.

Die Hauptfehlerquelle liegt in der äußeren Wärmeleitung, insbesondere in ihrem Einfluß auf die Größe W. Die äußere Wärmeleitung ist besonders zu beachten bei den Messungen in sehr tiefen Temperaturen, wo wegen der zum Teil großen Wärmeleitfähigkeit der Querschnitt der Stäbchen klein im Verhältnis zur Länge gewählt werden muß. Schott eliminierte bei seinen bis 20° abs. herunterreichenden Messungen nach der Leesschen Methode die äußere Wärmeleitung, indem er das Versuchsstäbchen, dem am freien Ende die Energie W zugeführt wird, in ein evakuiertes Gefäß einschloß, wobei allerdings noch der Einfluß der Zuleitungsdrähte zu der W erzeugenden Spule übrig bleibt. Die noch weiter hinab (bis 4° abs.) reichenden Messungen von Kamerlingh Onnes und Holst haben nur orientierenden Charakter. Die letzteren Beobachter verwendeten zur Messung der Temperaturdifferenz Widerstandsthermometer aus Konstantan, das bei der

Temperatur des flüssigen Heliums, wo alle bekannten Thermoelemente versagen, noch einen erheblichen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes hat. Die Widerstandsthermometer bestanden aus einigen isolierten Drahtwindungen auf einem dünnen Glasstäbchen, das in das zu untersuchende, in einem dünnen Glasröhrchen befindliche Quecksilber eingetaucht wurde. Die anderen Beobachter, die nach der Leesschen Methode in höheren Temperaturen arbeiteten, benutzten Thermoelemente aus Kupfer-Konstantan. Besonderes Gewicht ist darauf zu legen, daß die Lötstelle wirklich die zu messende Temperatur hat. Im allgemeinen ist dies durch einfaches Anlöten an den zu untersuchenden Körper nicht zu erreichen.

Meißner benutzte eine besondere Form der elektrischen Erhitzung nach Kohlrausch-Diesselhorst: Es werden bei zwei verschiedenen Belastungsstromstärken die Widerstände R und R' und die Spannungen E und E' zwischen zwei auf konstanter Temperatur T_0 gehaltenen Punkten eines Versuchsstäbchens gemessen, und außerdem der Temperaturkoeffizient $1/R\, dR/dT$ bei der Temperatur T_0. Dann gilt in erster Annäherung [1]):

$$\frac{\lambda}{\varkappa} = \frac{\frac{dR}{dT}}{12R}\left(E'^2 + \frac{E'^2 - E^2}{\frac{R'-R}{R}}\right), \tag{2}$$

falls $\lambda/\varkappa$ und $1/R\, dR/dT$ innerhalb des der Widerstandserhöhung durch den höheren Strom entsprechenden Temperaturbereiches als konstant angesehen werden kann und Wärmeableitung nur durch die Stromzuführungsstellen stattfindet.

Ist die erstere Voraussetzung, wie es bei größeren Werten von $R' - R$ und besonders in tiefen Temperaturen der Fall ist, nicht hinreichend genau erfüllt, so erhält man in zweiter Annäherung:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\lambda}{\varkappa} \text{ für } (T_0 + 0{,}4\,\varDelta T') &= \frac{\frac{dR}{dT} \text{ für } (T_0 + 0{,}4\,\varDelta T')}{12\,R \text{ für } (T_0 + 0{,}8\,\varDelta T')}\left\{E'^2 + \frac{E'^2 - E^2}{\frac{R'-R}{R}}\right\} \\ \varDelta T' &= \frac{E'^2}{8\,\frac{\lambda}{\varkappa}}, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

wobei der Wert von $\lambda/\varkappa$ in dem Ausdruck für $\varDelta T'$ in erster Annäherung nach (2) zu berechnen ist.

---

1) Es ist dies nicht die ursprünglich von Diesselhorst angegebene Formel, sondern die genauere Formel (9) auf S. 1007 von (47).

Ferner gilt noch folgendes:

Der Widerstand R des stromdurchflossenen Stäbchens ist in erster Annäherung gleich demjenigen Widerstand, den es besäße, wenn es der ganzen Länge nach die Temperatur $T_0 + \frac{2}{3}\varDelta T$ hätte, wobei $\varDelta T$ entsprechend der 2. Gleichung von (3) bestimmt ist durch

$$\varDelta T = \frac{E^2}{8\,\frac{\lambda}{\varkappa}}. \tag{4}$$

Bei dieser Methode erhält man also aus Widerstands- und Spannungsmessungen direkt das Verhältnis der Leitfähigkeiten („Leitverhältnis") und gleichzeitig die elektrische Leitfähigkeit selbst. Sie versagt aber bei Eintritt der Überleitfähigkeit, wo die elektrische Erhitzung unmöglich wird.

Die Durchführung der Methode war bei den Messungen an Kupfer, Blei, Gold, Platin etwas anderes als bei den Messungen an Lithium, das sich nicht löten läßt. Bei den ersteren Metallen war die Anordnung so, daß die Enden des Versuchsstäbchens direkt in die Badflüssigkeit ragten, während das Lithiumstäbchen sich vollständig innerhalb einer Kupferhülle befand. In beiden Fällen wurde die äußere Wärmeleitung längs des mittleren stromdurchflossenen Teils des Stäbchens durch sehr hohes Evakuieren der Hülle eliminiert. Die Untersuchung des Lithiums bot besondere Schwierigkeit, da es selbst unter Paraffinöl keine blanke Oberfläche behält und da die entstehenden Verbindungen elektrisch nichtleitend sind, sodaß sich beim Einklemmen des Stäbchens kein einwandfrei leitender Kontakt ergibt. Die Schwierigkeiten wurden dadurch überwunden, daß das Stäbchen in einer Kohlensäureatmosphäre (in einem oben offenen Glasgefäß) blankgeschabt und in den Versuchsapparat eingesetzt wurde, der dann sofort zugelötet und evakuiert wurde. Dabei war es aber noch nötig, die kupfernen Backen, zwischen welche das Stäbchen geklemmt wurde, an den Klemmstellen zu amalgamieren. Beim Einklemmen des Lithiums bildet sich dann an den Klemmstellen Lithiumamalgam, wobei die dünne nichtleitende Oberflächenschicht zerstört wird.

Simidu wendete bei den Beobachtungen bei Zimmertemperatur die Kohlrauschsche Methode in der ursprünglichen von Jaeger und Diesselhorst ausgearbeiteten Form an, bei der die Temperatur des stromdurchflossenen zylindrischen Stabes an der Mitte und an zwei beiderseits gleich entfernten Stellen bestimmt wird und außerdem die

Potentialdifferenz zwischen den beiden letzteren Stellen, während die Temperatur an den Enden des Stabes dauernd konstant gehalten wird.

Bei den Messungen bis 1200° abs. benutzten die japanischen Forscher eine besondere Form der Leesschen Methode.

Erwähnt werden mag noch das Gegenstück der Kohlrauschschen Methode, die Methode von Mendenhall-Angell[1]). Bei dieser wird der zu prüfende zylindrische Stab wie bei der Kohlrauschschen Methode von einem starken Strom durchflossen. Er besitzt aber in der Mitte eine schwache Durchbohrung und ist so lang, daß in der Mitte die erzeugte Joulesche Wärme zum allergrößten Teil durch die äußere Zylinderfläche abfließt, während die nach beiden Seiten zu in Richtung der Zylinderachse strömende Wärme vernachlässigt wird. Hat die innere Bohrung den Radius r_2, die äußere Zylinderfläche den Radius r_1, ist J die Stromdichte, E der Spannungsabfall pro Längeneinheit, T_2 die Temperatur an der Innenwandung, T_1 die Temperatur an der Außenwandung, so wird

$$\lambda = \frac{EJ}{2(T_2 - T_1)}\left(\frac{r_1{}^2 - r_2{}^2}{2} - r_2{}^2 \log \frac{r_1}{r_2}\right). \tag{5}$$

Während also bei der Kohlrauschschen Methode die äußere durch die Zylinderfläche erfolgende Wärmeleitung möglichst zu vernachlässigen sein muß, wird bei der Mendenhall-Angellschen Methode gerade die durch die äußere Zylinderfläche fließende Wärme für die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit benutzt. Wie groß der Fehler durch Vernachlässigung der in Richtung der Zylinderachse nach beiden Seiten von der Mitte aus abströmenden Wärme ist, wurde allerdings von Angell nicht nachgeprüft. In der Vernachlässigung dieser Korrektion liegt also ein gewisses Bedenken gegen diese Methode. Außerdem ist es bei guten Leitern natürlich nicht einfach, das Temperaturgefälle von der Zylinderbohrung zur äußeren Zylinderfläche genügend groß zu machen, sodaß die Methode z. B. in tiefen Temperaturen, wo bei reinen Metallen die Wärmeleitung sehr groß wird, für solche Materialien nicht anwendbar ist. Der Vorzug der Methode vor der andern geschilderten liegt aber darin, daß die äußere Wärmeleitung, die z. B. bei glühenden Stäben wegen der Strahlung schwer klein zu halten ist, nicht schädlich ist, sodaß die Methode vor allem für hohe Temperaturen in Betracht kommt. Die Messung von $T_2 - T_1$ kann mit Hilfe von Thermoelementen erfolgen.

Sophus Weber (59) hat eine von Martin Knudsen angegebene Methode zur Bestimmung des Leitverhältnisses $\lambda : \varkappa$ theoretisch und

---

1) Angell, Phys. Rev. **33**, 422—432, 1911.

praktisch durchgebildet, die ganz auf die Kohlrausch-Diesselborstsche Methode hinausläuft, welche beiden Forschern offenbar unbekannt geblieben war, obwohl sie schon 1902 publiziert und 1914 und 1915 zu ausgedehnten Messungen benutzt wurde. Sophus Weber kommt für den Fall, daß die äußere Wärmeleitung zu vernachlässigen ist, zu dem Resultat

$$\frac{\lambda}{\varkappa_0} = \frac{Q}{12}\left(1 + \frac{3}{15}\,\alpha\vartheta\right) R_0, \tag{6}$$

wobei der Index 0 sich auf die Temperatur T_0 an den Enden des stromdurchflossenen Stäbchens bezieht, und Q und ϑ definiert sind durch

$$Q\vartheta = J'^2 R' = J'^2 R_0 (1 + \alpha\vartheta) \tag{7}$$

$$\vartheta = \frac{2}{L}\int_0^{\frac{L}{2}} (T - T_0)\, dl, \tag{8}$$

falls J' der Strom, R' der Widerstand, α sein Temperaturkoeffizient, L die Länge des Stäbchens, T seine Temperatur im Abstand l vom Ende ist und λ in Watt cm^{-1} Grad^{-1} gemessen wird. ϑ ist danach die mittlere Temperaturerhöhung des Stäbchens, müßte also identisch sein mit $\frac{2}{3}\Delta T$ (Formel 4). Die Formel (6) müßte sich überführen lassen in Formel (2), sofern man in letzterer $E = 0$ und $R = R_0$, d. h. gleich dem Widerstand bei unendlich kleiner angelegter Spannung E setzt, da im übrigen in den beiden Formeln nur dieselben Größen enthalten sind. Es kann also (6) nur ein Spezialfall der Formel (2) sein. Setzt man aber in (6) und (7) ein

$$J' = E' : R', \quad R' = R_0(1 + \alpha\vartheta),$$

$$\vartheta = \frac{2}{3}\Delta' T = \frac{2}{3}\,\frac{E'^2}{8\,\frac{\lambda}{\varkappa}},$$

so wird aus (6)

$$1 = \frac{1 + \frac{3}{15}\,\alpha\vartheta}{1 + \alpha\vartheta}.$$

Es besteht also zwischen (6) und (2) eine Diskrepanz, die aber zu keinen sehr großen Unterschieden von $\lambda/\varkappa$ führt. Denn, da $\alpha = \sim 4 \cdot 10^{-3}$ oder kleiner und ϑ meist höchstens wenige Grad beträgt, so wird der prozentuale Unterschied in $\lambda/\varkappa$

$$\frac{12}{15}\,\alpha\vartheta = \sim 1 \text{ bis } 2 \text{ Proz.}$$

Die Diskrepanz kann vielleicht auf Abbrechen der benutzten Reihenentwicklung beruhen. Zu beachten ist auch, daß für genaue Messungen, besonders in tiefen Temperaturen, auch (2) nicht anwendbar ist, sondern die zweite Annäherung (3) benutzt werden muß.

Auch Langmuir (42) verwendet eine der Kohlrausch-Diesselhorstschen ähnliche Methode zur Bestimmung von $\lambda/\varkappa$ an einem im Vakuum glühenden Draht, wobei aber die Kohlrauschsche Differentialgleichung nicht anzuwenden ist, da natürlich die Ausstrahlung nicht vernachlässigt werden darf. Er setzt für den spez. Widerstand

$$\frac{1}{\varkappa} = c\,T^{\varrho} \tag{9}$$

für die ausgestrahlte Energie pro qcm

$$W = b\,T^{\omega}. \tag{10}$$

und kommt so, falls λ von T unabhängig ist, zu der Differentialgleichung

$$a^2 \frac{d^2\Theta}{dx^2} + \Theta^{\varrho} = \Theta^{\omega}, \tag{11}$$

wobei

$$\Theta = T_x : T_0\,; \quad a = \frac{\sqrt{\frac{\lambda}{\varkappa}\,T_m}}{V/l}\,;$$

T_m = Temperatur in der Drahtmitte, V/l = Potentialgradient im mittleren Fadenteil, T_0 = Temperatur am Drahtende, x = Abstand von der Drahtmitte ist.

Die Integration von (11) führt Langmuir numerisch für jeden speziellen Fall aus. Man sieht, daß man direkt das Leitverhältnis $\lambda : \varkappa$ erhält.

Zu erwähnen ist ferner die Methode von G. Borelius (7) für kombinierte Messung von Peltierwärme, thermischer und elektrischer Leitfähigkeit. Doch kann nach derselben die thermische Leitfähigkeit nur relativ zu einer bekannten ermittelt werden, und es sind meines Wissens nach der Methode auch noch keine in Betracht zu ziehenden Bestimmungen des Leitverhältnisses vorgenommen.

In den Tabellen I—VIII ist eine Zusammenstellung der von den genannten Beobachtern erhaltenen Resultate gegeben, die zum großen Teil auf eine für Vergleichungen geeignete Form umgerechnet wurden.

Verfolgt man den Wert von $\lambda_0/\varkappa_0\,T_0$ (bei 0^0 C) bei den verschiedenen Materialien, so sieht man, daß dieser Wert, selbst wenn man Legierungen, Stahl, Nickelstahl u. dgl. heranzieht, im allgemeinen nur etwa zwischen $2 \cdot 10^{-8}$ und $5 \cdot 10^{-8}$ schwankt während die Leitfähig-

keiten selbst um das Hundertfache des kleinsten Wertes verschieden sind. Nur die Kadmium-Antimonlegierungen machen eine Ausnahme (Tabelle I), bei denen aber die Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit eine außerordentliche (bis auf weniger als 1 Promille von derjenigen des Antimons) ist. Auch bei flüssigen Metallen (Quecksilber, Tabelle VII, K-Na-Legierung, Tabelle II) ist der Wert von $\lambda_0/\varkappa_0 T_0$ kein wesentlich anderer. Auffällig ist der große Unterschied in dem Werte von λ und $\lambda/\varkappa T$ bei Antimon zwischen den beiden Beobachtungsreihen von Tabelle I. In höheren Temperaturen (etwa oberhalb 0^0 C) steigt der Wert von $\lambda : \varkappa T$ im allgemeinen etwas an, wie aus den Spalten der Werte $\lambda/\varkappa T : \lambda_0/\varkappa_0 T_0$ hervorgeht. Doch ist dieser Anstieg selbst bei Legierungen und bei Temperaturen bis 1200^0 abs. (Stahl, Nickel) bzw. bis 2200^0 (Wolfram) verhältnismäßig gering, nämlich nirgends über 35^0 Proz. Die Konstanz von $\lambda/\varkappa T$ (Lorenzsches Gesetz) ist also in höheren Temperaturen verhältnismäßig gut. Die Abweichungen werden um so größer, je schlechter die betrachteten Materialien elektrisch leiten. Dies hat zuerst Königsberger[1]) zwanglos darauf zurückgeführt, daß man bei den Metallen außer der eigentlichen metallischen Wärmeleitfähigkeit, die offenbar in engem Zusammenhang mit der elektrischen Leitfähigkeit steht, noch die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit (Isolatorleitung) berücksichtigen muß, die auch bei den elektrisch nichtleitenden Materialien vorhanden ist. Ihr Einfluß muß prozentual um so größer sein, je schlechter die Materialien elektrisch leiten. Tatsächlich findet man bei sehr schlecht leitenden Materialien wie Graphit, Silicium, Eisenoxyd enorm hohe Werte von $\lambda_0/\varkappa_0 T_0$ $(410 \cdot 10^{-8}$, $17000 \cdot 10^{-8}$, $19000 \cdot 10^{-8})$. Will man ein Bild von dem Zusammenhang der metallischen Wärmeleitung mit der elektrischen gewinnen, so muß man also möglichst gut leitende Metalle in erster Linie heranziehen, da bei ihnen vermutlich die nichtmetallische Wärmeleitung die geringste Rolle spielen wird. Nun findet man bei den gut leitenden möglichst reinen Metallen unterhalb 0^0 C einen starken Abfall von $\lambda/\varkappa T$. Bei Kupfer und Blei ist er z. B. übereinstimmend nach ganz verschiedenen Meßmethoden von Meißner und von Schott festgestellt (Tabelle III). Dies gilt auch noch für Kadmium, für das Eucken und Gehlhoff (Tabelle I) zunächst einen kleinen Anstieg glaubten feststellen zu können, da Schott (Tabelle III) bei Herabgehen zu 20^0 abs. eine starke Abnahme fand. Auch bei Quecksilber, bei dem nach Messungen von Gehlhoff und Neumeier (Tabelle VII) $\lambda/\varkappa T$ unterhalb 229^0 bis

1) J. Königsberger, Phys. Ztschr. 8, 237, 1907; Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 9, 1912.

Tabelle I.

Methode v.	Beobachter	Material	Zusammensetzung in Proz.	Verunreinigung in Proz.	λ_0 [1] $\varkappa_0$ $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}}$
Lees	Eucken und Gehlhoff, 1912	Kadmium-Antimonlegierung, Metalle von Kahlbaum	100	? [2]	1,023	273,1	1	1	1
			Cd	0,01	$1{,}29 \cdot 10^{5}$	194,1	1	0,703	0,98
					$2{,}91 \cdot 10^{-8}$	83,1	1,20	0,256	1,01
			66,7		0,112	273,1	1	1	1
			Cd		$2{,}69 \cdot 10^{3}$	194,1	1,05	0,785	1,16
					$15{,}2 \cdot 10^{-8}$	83,1	1,25	0,421	1,74
			48,3		0,0132	273,1	1	1	1
			Cd		19,9	194,1	1,55	0,633	1,38
					$243 \cdot 10^{-8}$	83,1	2,80	0,318	2,93
			33,3		0,0125	273,1	1	1	1
			Cd		$2{,}47 \cdot 10^{2}$	194,1	1,32	0,91	1,68
					$18{,}6 \cdot 10^{-8}$	83,1	2,00	1,22	8,05
			100	?	0,159	273,1	1	1	1
			Sb	0,05	$2{,}56 \cdot 10^{4}$	194,1	1,17	0,72	1,18
					$2{,}28 \cdot 10^{-8}$	83,1	1,56	0,268	1,37
Lees	Gehlhoff und Neumeier, 1913	Wismut-Antimonlegierung, Metalle von Kahlbaum	100	?	0,102	373,1	0,95	1,495	1,04
			Bi	0,07	$9{,}15 \cdot 10^{3}$	273,1	1	1	1
					$4{,}1 \cdot 10^{-8}$	196,1	1,05	0,770	1,02
						83,1	2,55	0,346	2,90
			89		0,055	373,1	1,42	1,28	1,34
			Bi		$5{,}41 \cdot 10^{3}$	273,1	1	1	1
					$3{,}7 \cdot 10^{-8}$	196,1	0,82	0,90	1,03
						83,1	0,92	1,00	3,07
			50		0,082	373,1	1,17	1,19	1,02
			Bi		$5{,}9 \cdot 10^{3}$	273,1	1	1	1
					$5{,}1 \cdot 10^{-8}$	196,1	0,91	0,85	1,07
						83,1	0,89	0,73	2,14
			30		0,098	373,1	1,20	1,25	1,11
			Bi		$8{,}23 \cdot 10^{3}$	273,1	1	1	1
					$4{,}4 \cdot 10^{-8}$	196,1	0,91	0,78	0,99
						83,1	0,88	0,55	1,59
			100	?	0,225	373,1	0,96	1,40	0,98
			Sb	0,05	$18{,}8 \cdot 10^{3}$	273,1	1	1	1
					$4{,}4 \cdot 10^{-8}$	196,1	1,17	0,658	1,06
						83,1	1,97	0,250	1,62

1) Der Index 0 bezieht sich auf den Eispunkt $T = T_0 = 273{,}1^0$ abs. λ ist in Watt cm^{-1} Grad^{-1}, $\varkappa$ in $\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ angegeben.

2) Das um 1912 von Kahlbaum gelieferte Antimon hatte nach E. Groschuff, Ztschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **103**, 186, 1918, etwa 0,05 Proz., das Kahlbaumsche Kadmium nach F. Mylius, Ztschr. f. anorg. Chem. **74**, 407, 1912, etwa 0,01 Proz., das Kahlbaumsche Wismut nach Werner, Phys. Ztschr. **17**, 346, 1916, etwa 0,07 Proz. Verunreinigung.

Tabelle II.

Methode v.	Beobachter	Material	Zusammensetzung in Proz.	Verunreinigung in Proz.	λ_0 / $\varkappa_0$ / $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{dr}{dT}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}}$	Bemerkungen
Kohlrausch	Hornebeck, 1913	Natrium	—	sehr klein	1,35	361,2	0,89	1,465	5,28.10⁻³	0,99	
					2,21.10⁵	334,4	0,93	1,335		1,02	
					2,23.10⁻⁸	315,0	0,95	1,238		1,02	
						294,3	0,98	1,120		1,02	
						278,8	1,00	1,030		1,00	
						273,1	1	1		1	
Kohlrausch	Hornebeck, 1913	Kalium	—	sehr klein	0,983	330,7	0,93	1,327	5,67.10⁻³	1,01	
					1,59.10⁵	293,7	1,00	1,114		1,03	
					2,26.10⁻⁸	278,0	1,00	1,028		1,00	
						273,1	1	1		1	
					λ_6 [1]) / $\varkappa_6$ / $\frac{\lambda_6}{\varkappa_6 T_6}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_6}$	$r_6 = \frac{\varkappa_6}{\varkappa}$	$\frac{dr_6}{dT}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_6}{\varkappa_6 T_6}}$	
Kohlrausch	Hornebeck, 1913	*K-Na*-Legierung	äquimolekular	sehr klein	0,230	316,0	1,13	1,068	1,73.70⁻³	1,06	flüssig
					0,293.10⁵	294,7	1,06	1,032		1,04	„
					2,81 .10⁻⁸	279,1	1	1		1	„
						263,4	1,27	0,646		0,87	fest
					λ_0 / $\varkappa_0$ / $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{dr}{dT}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}}$	
Kohlrausch-Diesselhorst	Meißner, 1920	Lithium	—	? *K* u. *Na*	0,71	374,4	1,02	1,441	4,35.10⁻³	1,19	
					1,17.10⁵	329,6		1,246	4,35		
					2,21.10⁻⁸	292,8	1,02	1,086	4,35	1,04	
						273,1	1	1		1	
						90,9	1,16	0,174	4,21	0,61	
						80,1		0,131	3,85		
						70,4	2,9	0,007	0,25	0,29	

1) Der Index 6 bezieht sich auf $T = 279{,}1 = 6^0$ C; die Bezugnahme auf 0^0 C ist bei der *K-Na*-Legierung, die zwischen $+6$ und -10^0 C fest wird, nicht angängig.

Tabelle III.

Methode v.	Beobachter	Material	Verunreinigung in Proz.	λ_0 $\varkappa_0$ $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{dr}{dT}$	$\frac{\lambda}{\varkappa T} : \frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	Bemerkungen
Kohlrausch-Diesselhorst	Meißner, 1914/15	Kupfer, elektrol. nicht gezogen	sehr gering	3,92 64,4 .10^4 2,23.10^{-8}	374,7 293,7 273,1 90,7 20,7	1,00 1,00 1 1,26 4,5	1,438 1,089 1 0,187 0,0027	4,31.10^{-3} 4,32 4,32 4,44 0,17	1,04 1,01 1 0,71 0,16	Diamagnetisch, von Siemens & Halske hergestellt
		Kupfer, elektrolytisch gezogen	?	3,85 62,9 .10^4 2,24.10^{-8}	374,6 298,3 273,1 91,4 21,5	1,00 1,00 1 1,20 4,4	1,435 1,107 1 0,198 0,012	4,30.10^{-3} 4,27 4,27 4,35 0,20	1,04 1,01 1 0,71 0,67	Paramagnetisch, nur zum Vergleich untersucht
		Gold	<0,001	3,11 48,4 .10^4 2,35.10^{-8}	373,7 294,6 273,1 91,5 21,5	1,00 1,00 1 1,04 4,2	1,402 1,086 1 0,276 0,0084	4,11.10^{-3} 4,00 3,98 4,16 1,28	1,02 1,00 1 0,86 0,45	Gereinigt v. Mylius nach der Äthermethode
		Platin	?	0,699 10,19.10^4 2,51.10^{-8}	373,8 294,2 273,1 91,4 20,7	1,01 1,00 1 1,09 5,2	1,396 1,084 1 0,250 0,0063	3,88.10^{-3} 3,96 3,98 4,31 0,80	1,04 1,01 1 0,81 0,43	Von W. C. Heraeus bezogen
		Blei	etwa 0,002	0,350 5,19.10^4 2,47.10^{-8}	373,8 295,1 273,1 91,7 21,8	1,00 1,00 1 1,08 1,37	1,423 1,090 1 0,303 0,035	4,34.10^{-3} 4,12 4,06 3,71 3,41	1,04 1,01 1 0,97 0,59	Von Kahlbaum bezogen
Lees	Schott, 1916	Kupferkristall	sehr gering	4,1 62,1 .10^4 2,42.10^{-8}	273 80,4 20,4	1 1,6 31	1 0,13 0,0012	— — —	1 0,71 0,50	Natürl. Kristall v. Michigansee
		Kadmium		0,975 14,6 .10^4 2,45.10^{-8}	273 87 20,4	1 1,06 1,92	1 0,272 0,0215	— — —	1 0,91 0,55[1]	Von Kahlbaum bezogen
		Blei	?	0,372 5,09.10^4 2,67.10^{-8}	273 85,7 20,4	1 1,07 1,28	1 — 0,029	— — —	1 — 0,50[1]	technisches Blei

1) Die von Schott-Eucken (52, S. 31) angegebenen Werte für $\lambda : \varkappa T$ bei 20,4° beruhen wohl auf einem Rechen- oder Druckfehler und sind nach den zugehörigen Werten von λ und $\varkappa$ verbessert, woraus dann für $\lambda : \varkappa T / \lambda_0 : \varkappa_0 T_0$ die angegebenen Werte folgen.

Tabelle IV.

Methode v.	Beobachter	Material	Zusammensetzung in Proz.	Verunreinigung in Proz.	λ_0 $\varkappa_0$ $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{\lambda}{\varkappa T} / \frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	Bemerkungen
Lees	Honda und Simidu, 1917[1]	Schwedisches Eisen	?	?	0,566	1173	0,58	8,55	1,15	Bei etwa 973° abs. anomales Verhalten wegen Umwandlungspunktes
					$7{,}3 . 10^4$	1073	0,57	8,00	1,16	
					$2{,}84 . 10^{-8}$	773	0,71	4,23	1,07	
						573	0,86	2,66	1,09	
						373	0,97	1,46	1,04	
						273	1	1	1	
		Stahl	1,02 C	?	0,431	1173	0,75	6,42	1,12	Bei etwa 973° abs. anomales Verhalten wegen Umwandlungspunktes
					$5{,}7 . 10^4$	1073	0,74	6,23	1,17	
					$2{,}77 . 10^{-8}$	773	0,92	3,54	1,15	
						573	0,99	2,26	1,06	
						373	1,00	1,30	0,95	
						273	1	1	1	
		Nickel	—	?	0,552	1173	1,07	5,03	1,25	
					$1 . 10^5$	1073	1,06	5,00	1,35	
					$2{,}02 . 10^{-8}$	773	0,93	4,01	1,32	
						673	0,89	3,75	1,35	
						373	1,00	1,57	1,15	
						273	1	1	1	

herab zu 80° abs. zunimmt, ist in ganz tiefen Temperaturen nach Messungen von Kamerlingh Onnes und Holst (Tabelle VIII) der Wert von $\lambda / \varkappa T$ etwa nur halb so groß wie bei 229° abs. und sinkt auf einen nicht mehr meßbaren Betrag, sobald die Temperatur bis zum Eintritt der elektrischen Supraleitfähigkeit erniedrigt ist, wovon später noch ausführlicher zu sprechen ist. Bei den schlecht leitenden Metallen Antimon und Wismut ist nach den Messungen von Eucken und Gehlhoff und von Gehlhoff und Neumeier, die allerdings nur bis zu 80° abs. herabgehen (Tabelle I), ein Anwachsen von $\lambda / \varkappa T$ in tieferen Temperaturen vorhanden und erst recht bei den Kadmium-Antimon- und den Wismut-Antimonlegierungen. Antimon und Wismut nimmt auch in anderer Beziehung, z. B. hinsichtlich des Kristallsystems und des Druckeinflusses (siehe I, 2) eine Ausnahmestellung ein.

1) Die hier angegebenen Zahlen sind an den ausgeglichenen Kurven der Verf. abgenommen, wodurch kleine Unterschiede gegenüber den beobachteten Werten in den Tabellen der Verf. zu erklären sind.

Tabelle V.

Methode v.	Beobachter	Material	Verunreinigung in Proz.	Zusammensetzung in Proz.	λ_{303}	$\varkappa_{303}$	$\frac{\lambda_{303}}{\varkappa_{303} T_{303}}$	Bemerkungen
Kohlrausch (?)	Honda, 1918	Nickelstahl	In *Fe* 0,85, in *Ni* 6,4	100 *Fe*	0,411	5,04.10⁴	2,69.10⁻⁸	Es wurde nur bei $T = 303,1 = 30^0$ C beobachtet. Das Material ist bei 900° C geglüht u. langsam abgekühlt. Nach Abkühlen auf — 190° C ergaben sich etwas andere Zahlen
				4,6 *Ni*	0,320	3,62	2,92	
				9,2	0,258	2,81	3,03	
				21,2	0,171	2,01	2,81	
				29,1	0,078	1,02	2,52	
				36,9	0,087	1,25	2,30	
				55,4	0,151	2,56	1,95	
				73,8	0,236	3,65	2,13	
				83,0	0,304	4,59	2,19	
				92,3	0,349	5,00	2,30	

Tabelle VI.

Methode v.	Beobachter	Material	Verunreinigung in Proz.	λ_0 / $\varkappa_0$ / $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}}$	Bemerkungen
Knudsen	S. Weber	Wolfram	?	1,6 / 20,4 .10⁴ / 2,88.10⁻⁸	273	1	1	1	
Langmuir	Langmuir	Wolfram	?		2200	0,71	13,7	1,21	Zwischen 1500 u. 2200° ist dabei λ konstant gesetzt.

Es fragt sich nun, ob der Abfall von $\lambda : \varkappa T$ bei den gut leitenden Metallen auch noch vorhanden wäre, wenn die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit bei ihnen gar keine Rolle spielte. Dies ist wohl zweifellos zu bejahen; denn nach den Untersuchungen Euckens über die Wärmeleitfähigkeit elektrisch nichtleitender Substanzen[1]) wächst dieselbe bei Kristallen und kristallinischen Substanzen mit sinkender

1) A. Eucken, Ann. d. Phys. **34**, 185—221, 1911; Phys. Ztschr. **12**, 1005—1008, 1911.

Tabelle VII.

Methode v.	Beobachter	Material	Verunreinigung in Proz.	λ_0 $\varkappa_0$ $\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}$	T	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$r = \frac{\varkappa_0}{\varkappa}$	$\frac{\frac{\lambda}{\varkappa T}}{\frac{\lambda_0}{\varkappa_0 T_0}}$	Bemerkungen
Lees	Gehlhoff und Neumeier, 1919	Quecksilber	sehr gering	0,104	80	4,67	0,076	1,21	fest
				$1{,}047 . 10^4$	157	3,74	0,144	0,94	„
				$3{,}64 . 10^{-8}$	195	3,16	0,196	0,87	„
					229	2,68	0,244	0,78	„
				(flüssig)	236	0,88	0,98	1,00	flüssig
					252	0,94	0,99	1,01	„
					273	1	1	1	„
					300	1,11	1,02	1,03	„
					323	1,20	1,06	1,08	„
					349	1,38	1,07	1,16	„
					373	1,41	1,11	1,15	„
					399	1,46	1,13	1,13	„
					423	1,55	1,15	1,15	„

Tabelle VIII.

Methode v.	Beobachter	Material	Verunreinigung in Proz.	T	λ	$\varkappa$	$\frac{\lambda}{\varkappa T}$	Bemerkungen
Lees	Kamerlingh Onnes u. Holst, 1914	Quecksilber	?	3,8°	1,67	$> 1 . 10^{14}$	$< 1{,}6 . 10^{-15}$	**Bei 4,18° tritt Supraleitfähigkeit ein. Die $\varkappa$-Werte sind nach anderen Messungen von K. O. geschätzt**
				4,8	1,13	$1{,}5 . 10^7$	$1{,}6 . 10^{-8}$	
Lees	Gehlhoff u. Neumeier, 1919	Quecksilber	sehr gering	229	0,278	$4{,}3 . 10^4$	$2{,}8 . 10^{-8}$	**(fest)**

Temperatur an, bei ersteren etwa umgekehrt proportional T, bei letzteren schwächer. Der Wert von $\lambda : \varkappa T$ wurde also bei Eliminierung der Isolatorleitung in tieferen Temperaturen stärker verkleinert als in

höheren Temperaturen, sofern, wie doch wohl anzunehmen ist, die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit bei den Metallen ähnlichen Gesetzen gehorcht wie bei den Metallen. Da $\lambda/\varkappa T$ nach Schott sogar bei einem einheitlichen Kupferkristall abfällt, so ist dies also erst recht bei Eliminierung der nichtmetallischen Wärmeleitfähigkeit der Fall. Es ist auch noch zu berücksichtigen, daß der Einfluß von Verunreinigungen auf $\varkappa$ prozentual größer als auf λ ist, besonders in tiefen Temperaturen. Allerdings darf nicht vergessen werden, daß die Königsbergersche Hypothese der Überlagerung von metallischer und nichtmetallischer Wärmeleitfähigkeit (auf die aber wohl jeder, der sich mit den diesbezüglichen Fragen beschäftigt, zunächst geführt werden wird) durchaus keine zwingende ist. Denkbar wäre es immerhin, daß in den Metallen nicht zwei verschiedene Ursachen für die Wärmeleitung vorhanden sind, daß vielmehr die metallische Wärmeleitung ganz ähnlich der nichtmetallischen ist, und daß der Zusammenhang zwischen elektrischer und thermischer Leitfähigkeit auf einem noch ganz undurchsichtigen, seltsamen Mechanismus beruht, wie er z. B. in der Elektronentheorie von Borelius angenommen wird (vgl. Teil II). Hierfür spricht vielleicht auch etwas der von Grüneisen aufgedeckte, weiter unten näher behandelte enge Zusammenhang zwischen elektrischer Leitfähigkeit und Atomwärme; denn letztere hat mit den Trägern des elektrischen Stromes, den freien oder vorübergehend freien Elektronen ja auch direkt nichts zu tun. Auf jeden Fall aber kann man sagen: Das Lorenzsche Gesetz der Konstanz von $\lambda : \varkappa T$ ist dahin abzuändern, daß $\lambda : \varkappa T$ für fast alle Metalle (vielleicht mit Ausnahme von den sehr schlechten Leitern Antimon und Wismut) beim Heruntergehen zu genügend tiefen Temperaturen abnimmt, vermutlich bis zum Nullwerden beim absoluten Nullpunkt.

Schwieriger ist eine Aussage betreffs der Temperaturabhängigkeit der metallischen Wärmeleitfähigkeit selbst. Nach den mitgeteilten Beobachtungen ist die gesamte Wärmeleitfähigkeit in höheren Temperaturen jedenfalls nahezu konstant. In höheren Temperaturen wird auch die nichtmetallische Leitfähigkeit insbesondere bei den guten Leitern eine sehr geringe Rolle spielen, sodaß dort auch die metallische Wärmeleitfähigkeit als konstant anzusehen ist. In tiefen Temperaturen nun nimmt die Wärmeleitfähigkeit der reinen Metalle und der meisten Legierungen stark zu, wie aus den Tabellen hervorgeht. Es fragt sich, ob diese Zunahme auf ein starkes Anwachsen der Isolatorleitfähigkeit zurückzuführen ist, oder ob die metallische Wärmeleitung an sich (immer vorausgesetzt, daß beide wesensverschieden sind) bei Tem-

peraturerniedrigung zunimmt. Eucken (52) macht zur experimentellen Klärung der Frage den Vorschlag, gepreßtes Metallpulver zu untersuchen. Nach Messungen von Pfleiderer an Silber ergibt sich bei Zimmertemperatur für dasselbe annähernd der normale Wert von $\lambda/\varkappa T$. Der nichtmetallische Anteil der Wärmeleitfähigkeit wird bei dem gepreßten Pulver noch weniger als bei kristallinischen Substanzen zunehmen mit abnehmender Temperatur, vielleicht sogar etwas abnehmen wie bei amorphen Körpern. Wenn man also bei Temperaturerniedrigung trotzdem ein starkes Anwachsen von λ fände, so wäre dies auf das Verhalten der metallischen Wärmeleitung zu schieben. Es dürfte aber doch zweifelhaft sein, ob nicht auch die metallische Leitfähigkeit des Pulvers ein anderes Verhalten als die des homogenen Körpers zeigt und ob man daher aus einer etwa sich ergebenden geringeren Zunahme von λ irgendwelche zwingenden Schlüsse auf das Verhalten des homogenen Körpers ziehen kann.

Auf andere Weise hat Meißner versucht, metallische und nichtmetallische Wärmeleitung zu trennen. Wenn man für die Temperaturabhängigkeit der nichtmetallischen Wärmeleitung eine Annahme macht, kann man aus der Temperaturabhängigkeit der gesamten Wärmeleitfähigkeit rein rechnerisch einen Schluß auf diejenige der metallischen Wärmeleitfähigkeit ziehen. Nimmt man z. B. an, daß die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit wie bei Kristallen umgekehrt proportional T sei und setzt versuchsweise die metallische Leitfähigkeit konstant, also

$$\lambda = A\frac{T_0}{T} + B, \tag{12}$$

so findet man, daß sich die Beobachtungen an Metallen im allgemeinen durch eine derartige Formel durchaus nicht darstellen lassen, daß vielmehr auch die metallische Wärmeleitfähigkeit B mit abnehmender Temperatur stark zunehmen muß. In erhöhtem Maße ist dies der Fall, falls die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit weniger rasch als umgekehrt proportional T zunimmt, wie bei Metallen als kristallinischen Substanzen zu erwarten ist. Diesem Resultat gegenüber erscheint es merkwürdig, daß nach Tabelle III die Wärmeleitfähigkeit eines einheitlichen Kupferkristalls so viel stärker mit fallender Temperatur zunimmt als diejenige des kristallinischen Kupfers, obwohl ihre gesamten Leitfähigkeiten bei Zimmertemperatur sich wenig unterscheiden. Zur Darstellung der Leitfähigkeit des Kupferkristalls reicht (12) ganz besonders wenig aus. Hier ist also eine gewisse Diskrepanz vorhanden, indem an dem Kupferkristall die metallische Leitfähigkeit stärker mit fallender Temperatur zuzunehmen scheint als an kristallinischem

Kupfer. Dieser merkwürdige Schluß fällt natürlich in sich zusammen, wenn die nichtmetallische und metallische Leitfähigkeit nicht wesensverschieden sind. Er fällt aber auch schon dann, wenn die nichtmetallische Leitfähigkeit wesentlich stärker als umgekehrt proportional T zunimmt, oder wenn sie mit sinkender Temperatur (von $T = 273^0$ an) zunächst steigt und erst später fällt; dann lassen sich aus der Temperaturabhängigkeit des gesamten λ natürlich überhaupt keine Schlüsse für die der metallischen Leitfähigkeit ziehen. Wie aber Herr Königsberger (40, S. 717) vermutlich bezüglich dieser Versuche, die metallische und nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit rechnerisch zu trennen, ohne irgendeine Erklärung sagen kann, „die theoretischen Betrachtungen von W. Meißner, welche die Literatur nur unvollständig berücksichtigen, sind teilweise nicht zutreffend", erscheint nicht verständlich. Es kann sich vielleicht um Mißverständnisse ähnlich denjenigen, auf die in (48) aufmerksam gemacht wurde, handeln[1]).

Ein weiteres Moment, das dagegen spricht, daß bei der Wärmeleitfähigkeit der Metalle zwei wesensverschiedene Ursachen, die „Elektronenleitung" und die „Isolatorleitung" wirken, ist vielleicht in den Beobachtungen von Kamerlingh Onnes und Holst an Quecksilber bei Heliumtemperaturen zu sehen (Tabelle VIII). Bei $4{,}1^0$ wird Quecksilber elektrisch „supraleitend", sein Widerstand sinkt innerhalb weniger Hundertel Grad auf vielleicht den 10^4ten Teil herab. Die Wärmeleitfähigkeit aber nimmt dabei nur unwesentlich zu, vielleicht nicht mehr als ihrem Temperaturkoeffizienten oberhalb $4{,}1^0$ entspricht. Dies erscheint zunächst schwer damit vereinbar, daß die metallische Wärmeleitung unmittelbar mit der Elektrizitätsleitung verknüpft ist, und führt wohl etwas zu der Vorstellung, daß die metallische Wärmeleitung doch etwas Ähnliches wie die Isolatorleitfähigkeit ist, und daß die enge Beziehung zwischen Wärme- und Elektrizitätsleitung eine mehr indirekte ist, wie Borelius es annimmt.

2. Messungen über elektrische Leitfähigkeit und seine Abhängigkeit von Temperatur, Druck, Magnetfeld usw.

Außer den in den Tabellen I bis VIII enthaltenen Ergebnissen sind noch die in Tabelle IX zusammengestellten neuen Messungen Hol-

1) Herr Königsberger sagt übrigens (40, S. 717 oben) auch: „Die früheren Formeln waren auch für die Beobachtungen (Meißners) bei ganz tiefen Temperaturen brauchbar", während tatsächlich gerade neue genauere Formeln abgeleitet werden mußten bei Anwendung der Diesselhorstschen Methode in ganz tiefen Temperaturen.

borns (bei 20,1⁰ zusammen mit Lechner) an sehr reinen Metallen und einige Messungen Hennings (Tabelle X) hervorzuheben. Aus

Tabelle X.

$r = R/R_0$ für verschiedene Platinsorten nach Henning.

	20,3°	90,1°	197,1°	273,1°	373,1°
Pt I	0,0169	0,2548	0,6981	1	1,3862
Pt II	0,0081	0,2469	0,6947	1	1,3911
Pt III	0,0074	0,2462	0,6944	1	1,3914
Pt IV	0,0061	0,2453	0,6940	1	1,3921

Tabelle IX ist besonders auch der Einfluß der Anlaßtemperatur auf die vorher gezogenen Drähte zu entnehmen. Die Anlaßtemperatur übt einen verschiedenen Einfluß auf den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes aus: anfangs nimmt dieser Widerstandskoeffizient mit der Anlaßtemperatur ebenso wie die Leitfähigkeit zu, später tritt mit der Rekristallisation des Drahtes das Umgekehrte ein. Es gibt also für die Leitfähigkeit und den Widerstandskoeffizienten eine günstige Anlaßtemperatur, die entsprechend dem Schmelzpunkt verschieden hoch liegt. Dies gilt aber nur für gezogene Drähte. Nach Tabelle III ist für einen Kupferkristall und auch für elektrolytisch gewonnenes, nicht gezogenes kristallinisches Kupfer der Wert von R/R_0 bei 20⁰ viel kleiner als für gezogenes, bei möglichst günstiger Temperatur angelassenes Kupfer. Das in Tabelle III an erster Stelle stehende *Cu* und das *Cu* in Tabelle IX ist dasselbe Material, nur daß das letztere zu Draht ausgezogen, das erstere nur abgedreht und nicht angelassen wurde.

Alle Metalle zeigen oberhalb 0⁰ C ein beschleunigtes Anwachsen des Widerstandes mit der Temperatur, mit Ausnahme von Platin, Palladium und Tantal, bei denen der Widerstandskoeffizient mit steigender Temperatur abnimmt.

Der Verlauf der Widerstandskurve eines nicht zu stark verunreinigten Metalls ist im allgemeinen durch den mittleren Wert der Widerstandskoeffizienten zwischen 0⁰ und 100⁰ gegeben; die Kurven verschiedener Sorten desselben Metalls schneiden sich ebensowenig wie die von verschiedenen Metallen, wenn man von dem ganz abweichenden Verhalten von Platin, Palladium und Tantal absieht. In tiefen Temperaturen ist die Reihenfolge der Widerstandskurven dieselbe wie die der charakteristischen Temperaturen nach Debye, worauf später noch näher einzugehen ist.

Über die von Kamerlingh Onnes bei sehr tiefen mit flüssigem

Tabelle IX.

Widerstandsverhältnis R/R_0 gezogener Metalle nach L. Holborn.

Metall	Anlaß-temp. ⁰ abs.	20,1	81,1	195,1	373,1	473,1	573,1	673,1	773,1⁰ abs.
Fe I	770		0,1003	0,5800	1,6572	2,4726	3,4897	4,6536	6,041
Fe II	650	0,0113	0,0878	0,5794	1,6476	—	3,4738		
Ni I[1]	—		0,1136	0,5812	1,6657	2,5115	—	—	—
Ni II[2]	770		0,2985	0,6700	1,5210	2,1777	3,0423	4,0822	4,526
W I	(2800)		0,1563	0,6524	1,4645	1,9574	2,4793	3,0256	—
Al III[2]	520		0,1443	0,6464	1,4469	1,8919	—	—	—
Bi	470		0,3561	0,7147	1,4456	2,0714	—	—	—
Al IV[2]	520	0,0427	0,1483	0,6493	1,4449	—	—	—	—
Rh	870		0,1619	0,6597	1,4428	1,9032	2,3816	2,8876	3,414
Al IV[2]	570		0,1556	0,6511	1,4423	1,8903	2,3462	—	—
Mo II	770		0,1931	0,6668	1,4350	1,8846	2,3487	2,8254	—
Cu	650	0,0063	0,1475	0,6603	1,4331	1,8659	2,3082	—	—
Cu	770		0,1502	0,6602	1,4313	1,8657	2,3075	2,7598	3,225
Al V	520	0,0594	0,1731	0,6635	1,4255	1,8540	—	—	—
Al V'	520		0,1745	0,6634	1,4254	—	—	—	—
Cd	490	0,0214	0,2534	0,6929	1,4236	1,8858	—	—	—
Pb	470	0,0305	0,2634	0,6911	1,4221	1,8769	2,3786	—	—
Zn	470	0,0104	0,2200	0,6862	1,4146	1,8556	2,3407	—	—
Al V	770		0,2032	0,6747	1,4120	1,8285	—	—	—
Mo I[2]	770		0,2365	0,6855	1,4100	1,8334	2,2702	2,7161	3,169
Ag	770	0,0054	0,2071	0,6841	1,4098	1,8293	2,2626	2,7102	3,168
Al IV	870		0,2153	0,6774	1,4096	1,8202	2,2442	2,6931	—
Au	770	0,0068	0,2375	0,6955	1,3982	1,8087	2,2350	2,6798	3,144
Ir[2]	870		0,2254	0,6938	1,3934	1,7945	2,1965	2,6308	3,070
Pt	1070	0,0060	0,2060	0,6860	1,3920	1,7724	2,1412	2,4984	2,844
Pd I	770	0,0093	0,1874	0,6855	1,3770	1,7281	2,0583	2,3678	—
Pd II	770		0,1970	0,6897	1,3726	1,7221	2,0501	2,3574	2,642
Ta	(2500)		0,1955	0,7304	1,3468	1,6606	—	—	—

1) Gegossen.
2) Weniger reine Metalle.

Helium erzielten Temperaturen beobachtete Überleitfähigkeit einiger Metalle ist schon 1915 von Clay berichtet worden. Auch liegt die zusammenfassende Darstellung Crommelins (17) von 1920 vor. Nach derselben ist neuerdings die Überleitfähigkeit im Leidener Laboratorium auch an Thallium beobachtet worden, worüber aber noch keine ausführliche Publikation erschien. Des Zusammenhangs wegen mag kurz folgendes angegeben werden: Bei Belastung mit geringem Strom wird überleitend: Quecksilber bei $4{,}1^0$, wobei der Wert von $r = \frac{R}{R_0}$ (R_0 = Widerstand von festem Hg auf 0^0 C extrapoliert), der bei $4{,}2^0$ etwa 0,0017 beträgt innerhalb weniger Hundertel Grad auf einen Wert $< 2 \cdot 10^{-7}$ heruntergeht; Zinn bei etwa $3{,}78^0$ (bei $3{,}8^0$ $r = 0{,}0007$), amalgamiertes Zinn bei $4{,}29^0$, also bei höherer Temperatur als seine Bestandteile; Blei bei etwa 6^0; Thallium bei etwa $2{,}3^0$. Steigert man die Strombelastung, so hört bei einer bestimmten Stromdichte (für Quecksilber bei etwa 1200 Amp./mm^2) die Überleitfähigkeit plötzlich auf, tritt aber bei weiterer Temperaturerniedrigung wieder ein. Ähnlich bewirkt ein longitudinales oder transversales Magnetfeld Aufhören der Überleitfähigkeit, wobei es wieder einen von der Temperatur abhängigen Schwellenwert für die erforderliche Stärke des Magnetfeldes (bei Blei etwa 600 Gauß) gibt. — Als Ursache für das Aufhören der Überleitfähigkeit bei hoher Strombelastung kann man entweder einen gewissen Restwiderstand ansehen, der nach einer Idee von Kamerlingh Onnes z. B. durch kleine schlechte Drahtstellen gebildet wird, oder aber das eigene Magnetfeld, das durch den hohen Strom erzeugt wird. Nach Silsbee (54) ist der Schwellenwert des Stromes, bei dem die Überleitfähigkeit verschwindet, gleich dem Strom, der ein solches Magnetfeld erzeugt, daß die Überleitfähigkeit eben verschwindet. Wenn dies sich wirklich weiter bestätigen sollte, so wird man wohl nicht umhin können, vor allem das entstehende Magnetfeld für das Aufhören der Überleitfähigkeit bei großer Stromdichte verantwortlich zu machen. Ein gewisser Einfluß der äußeren Wärmeableitung wird trotzdem vorhanden sein können, da das Magnetfeld einen mit wachsender Feldstärke allmählich größer werdenden Widerstand und daher Joulesche Wärme hervorruft, die abgeleitet werden muß, um ein Steigen der Temperatur und daher scheinbar zu frühes Aufhören der Überleitfähigkeit zu vermeiden.

Hervorzuheben ist, daß Quecksilber auch überleitend wird, wenn es durch Gold und Cadmium, die allein nicht überleitend werden, stark verunreinigt wird. Außer bei Gold und Cadmium wurde auch bei

Platin, Eisen, Kupfer festgestellt, daß sie bei der Temperatur des flüssigen Heliums nicht überleitend werden, sondern einen konstanten Widerstand zeigen. Die Legierungen Konstantan und Manganin, die ebenfalls nicht überleitend werden, haben dagegen bei der Temperatur des flüssigen Heliums einen beträchtlichen Temperaturkoeffizienten, während derselbe ja gerade bei Zimmertemperatur sehr klein ist; diese Legierungen sind also als Material für Widerstandsthermometer in ganz tiefen Temperaturen geeignet und Konstantan ist als solches von Kamerlingh Onnes und Holst, wie schon erwähnt, zu der Untersuchung über die Wärmeleitfähigkeit des Quecksilbers bei der Temperatur des flüssigen Heliums benutzt worden.

Die Metalle, die überleitend werden, scheinen im allgemeinen solche zu sein, die mit andern Metallen keine Mischkristalle, sondern heterogene Gemenge bilden. Die Mischkristalle, die z. B. bei leicht verunreinigtem Platin, Gold, Kupfer und Eisen auftreten, scheinen einen Zusatzwiderstand zu bedingen, der den Eintritt der Überleitfähigkeit ausschließt. Allerdings wird durch Cadmium verunreinigtes Quecksilber, wie schon erwähnt, überleitend, obwohl nach den Messungen Bijls[1]) festes Quecksilber mit Cadmium, wenigstens bei nicht zu kleinem Cadmiumgehalt, Mischkristalle zu bilden scheint. Die Frage, ob tatsächlich nur die Mischkristalle das Überleitendwerden verhindern, ob an sich alle Metalle überleitend werden können, bedarf also noch der Klärung.

Von neueren Messungen über den Einfluß des Druckes auf die elektrische Leitfähigkeit $\varkappa$ der reinen Metalle sind die von Bengt Beckmann (1) und von P. W. Bridgman (12) zu erwähnen. Der erstere nahm Messungen an Zinn, Eisen, Palladium, Thallium, Tantal, Molybdän. Wolfram vor. Die Werte von

$$\alpha = \frac{1}{\varkappa}\left(\frac{\partial \varkappa}{\partial p}\right)_T$$

sind in Tabelle XI eingetragen, zusammen mit den früher für andere Metalle gefundenen Druckkoeffizienten und unter Hinzuziehung der nach einer theoretischen Formel Grüneisens (vgl. Teil II) berechneten Werte. Der Druckkoeffizient α ist positiv, d. h. die Leitfähigkeit wird durch Druck verbessert. In Tabelle XI sind ferner die von Bridgman an einer großen Zahl von Metallen bei 0^0 C und beim Druck 0 ermittelten Druckkoeffizienten

$$\frac{1}{R}\frac{dR}{dp}$$

1) Bijl, Zeitschr. f. phys. Chem. **41**, 641, 1902.

Tabelle XI.

	$10^7 a$ Beckm.	$10^7 a$ ber.	$10^7 \frac{dR}{R\,dp}$ Bridgm		$10^7 a$ Beckm.	$10^7 a$ ber.	$10^7 \frac{dR}{R\,dp}$ Bridgm.
Pb	152	101 107	−144,2	*Cu*	21,8	24,3	− 20,1
				Ni	16,1 14,1	20,0 16,2	− 15,8
Sn	101,5	69,5 85	−104,4	*Th*	140	84	−131,9
Cd	102,5	73,5 120,5	−106,3	*Co*	$10^7 \frac{dR}{R\,dp}$		− 94,1
Ag	39,6	39,7	− 35,8	*Mo*	−14,6		− 13,3
Au	30,0	28,9	− 31,2	*Ta*	−17,6		− 14,9
Al	43,5	43,8	− 41,6	*W*	−15,6		− 12,8
Zn	67,8	50,5 28,5	− 54,0	*Mg* *Sb*			− 55 +122
Pt	20,4	15,5	− 19,7	*Bi*			+154
Pd	24,6	20,9	− 19,8	*Te*			−1290
Fe	27,4	18,3	− 24,1				

des Widerstandes R enthalten nebst einigen diesbezüglichen Werten Beckmanns, die wegen der Volumveränderung nicht mit $-a$ identisch sind. Es besteht vielmehr der Zusammenhang

$$-a = \frac{1}{R}\frac{dR}{dp} + \frac{1}{3}\varkappa,$$

wenn $\varkappa$ die Kompressibilität $\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp}$ ist. Berücksichtigt man dies, so ist die Übereinstimmung zwischen Bridgman und Beckmann teilweise erheblich besser. Besonders bemerkenswert ist, daß Antimon und Wismut einen positiven Druckkoeffizienten des Widerstandes haben, also auch hinsichtlich des Druckeinflusses wie schon hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit von $\lambda/\varkappa T$ ein anomales Verhalten zeigen. Bridgman hat den Druckkoeffizienten auch bei 100° C und bei dem hohen Druck von 12 000 kg/cm² gemessen und zur Kennzeichnung der benutzten Metalle außerdem den mittleren Temperaturkoeffizienten des Widerstandes zwischen 0 und 100° C. Der absolute Betrag des Druckkoeffizienten nimmt bei den sich normal verhaltenden Metallen mit steigendem Druck ein wenig ab, dagegen mit steigender Temperatur etwas zu.

Bezüglich der Widerstandsänderung, die durch ein Magnetfeld hervorgerufen wird, sei auf die systematische Zusammenstellung ver-

wiesen, die Beckmann (2) insbesondere auch bezüglich des Temperatureinflusses 1915 gegeben hat. Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Überleitfähigkeit ist weiter oben schon kurz behandelt.

Zu erwähnen sind noch die Versuche von Borelius und Lindh (10) über den elektrischen Widerstand von Wismutkristallen, die parallel und senkrecht zu den Schichtflächen des trigonal kristallisierenden Metalls und zwischen — 190 und + 220° C ausgeführt wurden. Senkrecht zu den Schichtflächen ergab sich eine sehr starke Abhängigkeit von dem in dieser Richtung ausgeübten Druck (bis zu 80 Proz.), die Verf. selbst auf Zwischenräume zwischen den Spaltflächen des Kristalls schieben, so daß sich aus den Versuchen keine eindeutigen Schlüsse auf den Widerstand in verschiedenen Richtungen ziehen lassen. Das Verhalten der Metallkristalle in dieser Hinsicht ist vielmehr nach wie vor ein noch ziemlich unerforschtes Gebiet.

Über den Widerstand von Legierungen sind in den Tabellen zu Teil I, 1 eine Reihe von neueren Beobachtungen enthalten. Benedicks (3) hat ferner versucht, das Verhalten der mischkristallfreien Gemenge durch Versuche mit schlecht leitenden Metallscheiben in gut leitendem Metall zu klären, und kommt zu dem Resultat, daß $\varkappa$ linear von der Volumkonzentration nur dann abhängt, wenn der besser leitende Bestandteil zusammenhängend ist. Doch sind die anderen Auffassungen von Burger (15) und Lichtenecker (43) zu berücksichtigen.

3. Beziehungen des elektrischen Widerstandes zur spezifischen Wärme und zum periodischen System der Elemente und empirische Darstellung seiner Temperaturabhängigkeit.

Von Grüneisen (23) ist 1913 im Verfolg der Untersuchungen von Kamerlingh Onnes, Nernst und anderen eine einfache empirische Beziehung zwischen elektrischem Widerstand und spezifischer Wärme aufgedeckt worden. Diese Beziehung hat Grüneisen 1918 (24, 26) etwas modifiziert und eingehender geprüft und mit ihrer Hilfe eine von Benedicks (3) gegebene Darstellung der Beziehungen des elektrischen Leitvermögens zum periodischen System der Elemente erheblich verbessern können (25). Kurze Hinweise im Benedicksschen Sinne sind schon früher z. B. von Königsberger[1]) und von Richarz[2]) gemacht worden. Hier mögen lediglich die letzten Formeln Grüneisens und ihre Prüfung an der Erfahrung wiedergegeben werden.

---

1) Joh. Königsberger, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 388, 1907.
2) F. Richarz, Zeitschr. f. anorgan. Chem. 59, 356, 1908.

Für den spezifischen Widerstand der einatomigen Metalle kann in genügend tiefer Temperatur, jedoch nur oberhalb der Temperatur, wo das Metall überleitend wird, gesetzt werden

$$R = \frac{v}{C} T F\left(\frac{T}{\Theta_r}\right) \frac{c_p}{c_v}, \tag{13}$$

wobei v das Atomvolumen, C eine Konstante, F die Debyesche Funktion für die Atomwärme c_v bei konstantem Volumen, c_p die Atomwärme bei konstantem Druck und Θ_r eine Temperatur ist, die im allgemeinen mit der charakteristischen Temperatur Θ_c nach der Debyeschen Theorie der spezifischen Wärme übereinstimmt, der aber in einzelnen Fällen ein etwas abweichender Wert beigelegt werden muß.

Für höhere Temperaturen, für Platin und Eisen auch schon in verhältnismäßig niedrigen Temperaturen reicht (13) nicht aus, sondern Grüneisen setzt dort

$$R = \frac{v}{C} T F\left(\frac{T}{\Theta_r}\right)(1 + a_1 T + a_2 T^2). \tag{14}$$

Der Faktor $1 + a_1 T + a_2 T^2$ ist in tiefen Temperaturen nahezu 1, während umgekehrt $F\left(\frac{T}{\Theta_r}\right)$ in hohen Temperaturen nahezu konstant ist. Der Faktor c_p/c_v ist auch in tiefen Temperaturen bei einzelnen Metallen besser fortzulassen.

Aus (13) folgt einerseits für das Widerstandsverhältnis R/R_0

$$r = \frac{R}{R_0} = \frac{T F\left(\frac{T}{\Theta_r}\right) \frac{c_p}{c_v}}{T_0 F\left(\frac{T_0}{\Theta_r}\right)\left(\frac{c_p}{c_v}\right)_0}, \tag{15}$$

andererseits für die „atomare Leitfähigkeit“ $\varkappa/v = 1/Rv = \Lambda$

$$\Lambda = \frac{C}{T F\left(\frac{T}{\Theta_r}\right)}, \tag{16}$$

wobei der Faktor c_p/c_v fortgelassen ist und v das Atomvolumen bedeutet.

Bezeichnet man mit Grüneisen als „korrespondierende Temperaturen“ solche, die zu den Temperaturen Θ_r der verschiedenen Metalle in demselben Verhältnis ϱ stehen, so wird die atomare Leitfähigkeit für die durch die Zahl ϱ gekennzeichneten korrespondierenden Temperaturen.

$$\Lambda_\varrho = \frac{C}{\varrho F(\varrho)\Theta_r} = \frac{C'}{\varrho F(\varrho)}. \tag{17}$$



Die Konstanten C' verschiedener Metalle verhalten sich also wie die atomaren Leitfähigkeiten bei korrespondierenden Temperaturen.

Grüneisen präzisiert nun die von Benedicks aufgestellte Beziehung folgendermaßen:

Die atomare Leitfähigkeit bei korrespondierenden Temperaturen ist im wesentlichen eine periodische Funktion des Atomgewichtes, derart, daß sie von maximalen Werten in der 1. Gruppe des periodischen Systems zu minimalen Werten in der 0. bzw. 8. Gruppe abfällt.

Wie weit dieser Satz erfüllt ist, geht aus Tabelle XIII hervor. Die in derselben eingeklammerten Zahlen müssen als sehr unsicher bezeichnet werden, da die charakteristischen Temperaturen Θ_r der

Tabelle XII.

	Fe	*Rh*	*Pd*	*Ir*	*Pt*	*Li*	*Na*	*K*	*Cu*	*Rb*	*Ag*
Θ_r	470	390	284	283	230	430	240	112	375 346	68	230
Θ_c	401	(390)	284	283	230	430	(240)	112	320	68	(230)

	Cs	*Au*	*Mg*	*Zn*	*Cd*	*Hg*	*Al*	*Tl*	*Sn*	*Pb*	*W*
Θ_r	54	190	300	185	117	47	430	100	150	92	320
Θ_c	54	185	300	227	165	97(60)	405	100	158	89	(320)

Tabelle XIII.

Atomares elektrisches Leitvermögen in $10^4(\Omega^{-1}\mathrm{cm}^2)$ bei $T = \frac{1}{2}\Theta_r$.

0	VIII	I	II	III	IV	V	VI	VII
		H						
He		*Li* (190)	*Be*	*B*	*C*	*N*	*O*	*F*
Ne		*Na* (1500)	*Mg* 720	*Al* 590	*Si*	*P*	*S*	*Cl*
A		*K* (5000)	*Ca* (1000)	*Sc*	*Ti*	*V*	*Cr* (360)	*Mn* (240)
Kr	*Fe Co Ni* 104	*Cu* 740	*Zn* 620	*Ga* (120)	*Ge*	*As*	*Se*	*Br*
		Rb (6600)	*Sr* (640)	*Y*	*Zr*	*Nb*	*Mo* 320	—
	Ru Rh Pd 270 200	*Ag* 1900	*Cd* 1100	*In* (1100)	*Sn* 800	*Sb* (190)	*Te*	*I*
X		*Cs* (4800)	*Ba*	*La* u. a.	*Ce* u. a.	*Ta* (210)	*W* 370	—
	Os Ir Pt (400) 260	*Au* 1750	*Hg* 980	*Tl* (720)	*Pb* 730	*Bi*	*Po*	—
Ra-Em		—	*Ra*	*Ac*	*Th*		*U*	—

betreffenden Metalle, für welche zum Teil die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur nicht bekannt ist, nur roh geschätzt werden konnten.

Welche Werte von Θ_r von Grüneisen benutzt wurden und wie sie sich von den teilweise aber auch sehr unsicheren Θ_r-Werten unterscheiden, ist für die wichtigsten Metalle in Tabelle XII zusammengestellt.

Als Beispiel dafür, wie weit sich der Widerstand durch (13) bzw. (14) darstellen läßt, mögen die Tabellen XIV bis XVI dienen. Bei einzelnen Beobachtungsreihen an nicht genügend reinen Metallen ist dabei das Widerstandsverhältnis r des verunreinigten Metalls auf Grund der Nernstschen Regel[1])

$$r' = \frac{r - p}{1 - p}, \tag{18}$$

welche konstanten Zusatzwiderstand voraussetzt, auf das Widerstandsverhältnis r' von reinem Material zurückgeführt, wobei die Konstante p zweckentsprechend gewählt wurde.

Tabelle XIV.

Blei.

$\Theta_r = 92$; $a_1 = 25 \cdot 10^{-5}$; $a_2 = 27 \cdot 10^{-8}$.

T	$r_{\text{beob.}}$ Keesom u. Kamerlingh Onnes	$r_{\text{beob.}}$ Meißner	$r_{\text{beob.}}$ Henning	$r_{\text{ber.}}$
14,93	0,0128			0,0128
20,4	0,0297			0,0299
21,8		$0{,}035_0$		$0{,}0349_4$
80			0,2593	0,2591
90			0,2961	0,2963
91,7		0,303		0,3027
100			0,3330	0,3335
120			0,4070	0,4077
150			0,5193	0,5199
200			0,7098	0,7104
273,1	1,0000	1,000	1,0000	1,0000
373,1			1,4220	1,4234
373,8		1,423		1,4265

1) W. Nernst, Ann. d. Phys. (4) 36, 395, 1911.

Tabelle XV.

Gold.

$\Theta_r = 190$; $a_1 = 7 \cdot 10^{-5}$; $a_2 = 13 \cdot 10^{-8}$.

T	$\frac{r - 0{,}0019}{1 - 0{,}0019}$ Kamerlingh Onnes u. Clay	r Meißner	$\frac{r - 0{,}04}{1 - 0{,}04}$ Northrup	$r_{ber.}$
11,1	0,00063			0,00063
12,1	0,00081			0,00088
14,3	0,00170			0,00172
18,0	0,00380			0,00427
20,2	0,00621			0,00664
21,5		0,00836		0,00832
57,8	0,132			0,131
68,1	0,177			0,174
75,2	0,207			0,204
90,1	0,270			0,268
91,5		0,276		0,273
169,3	0,592			0,589
273,1	1,000	1,000	1,000	1,000
373,7		1,402		1,405
573,1			2,24	2,25
773,1			3,16	3,18
1073,1			4,77	4,79
1273,1			6,03	6,03

Tabelle XV.

Kupferkristall (Schott).

$\Theta_r = 375$; $(c_p : c_v)_{273} = 1{,}026$.

T	$r_{ber.}$	$r_{beob.}$	beob.-ber.
20,4	$0{,}0010_0$	$0{,}0012_0$	+ 0,0002
80,4	$0{,}129_4$	0,130	+ 0,0006
273,1	1,000	1,000	±

Kupfer, kristallinisch, (Meißner).

$\Theta_r = 346$; $(c_p : c_v)_{273} = 1{,}026$.

T	$r_{ber.}$	$r_{beob.}$	beob.-ber.
20,7	$0{,}0013_4$	$0{,}0026_6$	$+ 0{,}0013_2$
90,7	0,187	0,187	±
273,1	1,000	1,000	±
374,7	1,439	1,438	— 0,001

Es ist hervorzuheben, daß die Beobachtungen an dem Kupferkristall und an dem kristallinischen Kupfer, obwohl beide Materialien sicherlich sehr rein sind, sich nicht mit demselben Wert von Θ_r genügend genau darstellen lassen, auch nicht bei Annahme eines konstanten Zusatzwiderstandes bei dem kristallinischen Metall. Der für das letztere berechnete Temperaturkoeffizient bei 20,7° ist $dr/dT = 0,00026$, während beobachtet wurde (Tabelle III) $dr/dT = 0,00017$. Derartige Abweichungen wären ohne weiteres zu erwarten, falls man sich bei Kupfer von 20,7° schon in der Nähe des Überleitendwerdens befände, wo die Grüneisenschen Beziehungen unter allen Umständen versagen müssen, da beim Eintritt der Überleitung nach Messungen von Kamerlingh Onnes[1]) c_p im Gegensatz zu r seine Größenordnung nicht ändert. Daß Kupfer bei verhältnismäßig großen T überleitend werden müßte, wäre zu erwarten, wenn das Überleitendwerden bei gleichen „korrespondierenden Temperaturen" einträte. Doch wurde am reinsten kristallinischen Kupfer bis herab zu 16° keine Andeutung für ein Überleitendwerden gefunden. Zur weiteren Klärung wurden von Meißner Messungen an Lithium (Tabelle II) vorgenommen, das einen noch erheblich höheren Θ_r-Wert hat als Kupfer; doch ist das bisher erhältliche Lithium viel zu unrein, um irgendeinen Schluß zuzulassen.

Für Blei und Gold ist, wie man sieht, die Übereinstimmung zwischen den nach (14) berechneten und den beobachteten Werten in einem großen Gebiet korrespondierender Temperaturen verhältnismäßig gut.

Weniger gut ist die Darstellung durch (14) für Platin, wenigstens wenn man Temperaturen oberhalb 473° abs. berücksichtigt, für Kadmium und Quecksilber, gut für Silber. Betreffs Kadmium und Quecksilber hat Grüneisen die Vermutung, daß es sich bei ihnen nicht um wirklich einatomige Metalle handelt.

Zusammenfassend kann man mit Grüneisen sagen, daß die Formeln (13) und (14) nicht als endgültige Lösung angesehen werden können. Die Funktion, die in (13) in Wirklichkeit einzutreten hat, wird nicht identisch mit der Debyeschen Funktion für c_v sein, wenn beide auch offenbar nahe verwandt sind. Das zeigt sich auch darin, daß die Überleitfähigkeit gänzlich außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Formel (13) fällt. Die wirkliche Funktionsform wird wohl nur durch elektronentheoretische Betrachtungen zu gewinnen sein. Die Grüneisenschen Formeln geben aber Anhaltspunkte für die Theorie.

---

1) H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden 133c, p. 40, Anm. 1, 1913.

Der Zweck der Formeln (13) oder (14) ist aber nicht, eine möglichst genaue Darstellung der Beobachtungsergebnisse, wie sie für widerstandsthermometrische Messungen erforderlich ist, zu geben. Hierfür muß man das gesamte Temperaturgebiet in verschiedene Abschnitte zerlegen, in denen verschiedene Darstellungsformen zur Anwendung kommen oder überhaupt nur Kurven oder Tabellen benutzen.

In Temperaturen oberhalb 0^0 C bis über 500^0 C gilt für Platin, das dort fast ausschließlich bei Widerstandsthermometern benutzt wird, bekanntlich mit sehr großer Genauigkeit eine quadratische Formel

$$r = 1 + at + bt^2, \tag{19}$$

wenn $t = T - 273{,}1$ die Temperatur in ^{0} C ist, statt welcher ja auch die damit identischen Callendarschen Formeln

$$tp = 100 \frac{r-1}{r_{100}-1}; \quad t - tp = \delta\left(\left(\frac{t}{100}\right)^2 - \frac{t}{100}\right) \tag{20}$$

gesetzt werden können, die mit (18) durch die Beziehungen

$$\delta = -\frac{10^4 b}{a + 100b}; \quad r_{100} = 1 + 100a + 10^4 b$$

verknüpft sind.

Unterhalb 0^0 C ist von Henning (32, S. 101) für Temperaturen zwischen 80 und 273^0 abs. für ein Platinthermometer Nr. 32 eine von Grad zu Grad fortschreitende Tabelle aufgestellt worden. Nach Henning läßt sich dann das Widerstandsverhältnis r' anderer Platinsorten als der für Nr. 32 verwendeten aus dem Widerstandsverhältnis r des letzteren berechnen mit Hilfe einer quadratischen Formel

$$r' - r = A(r-1) + B(r-1)^2. \tag{22}$$

Die Konstanten A und B können durch direkte Vergleichung oder durch Messung von r' bei zwei Temperaturen, z. B. beim Wassersiedepunkt und beim Siedepunkt des flüssigen Sauerstoffs, bestimmt werden.

Eine lineare Formel,

$$r' - r = A'(r-1), \tag{22a}$$

wie sie aus (18) folgt, und wie sie nach Clays Ansicht (Bericht 1915) ausreichend ist, genügt bei größeren Genauigkeitsansprüchen (etwa von $0{,}01^0$) wie Henning (32, S. 104) zeigt, durchaus nicht. Man erkennt dies z. B. daraus, daß die Platintemperaturen

$$tp = 100 \frac{r-1}{r_{100}-1}$$

für zwei verschiedene Platinsorten, die bei Zugrundelegung von (22a) sich nicht unterscheiden dürften, bei 80^0 abs. Unterschiede bis zu $0{,}5^0$ aufweisen.

Geht man bis zu noch tieferen Temperaturen als 80^0 herab, sc genügt auch (22) nicht mehr zur Reduktion verschiedener Platinsorten aufeinander, sofern dieselben sich nicht sehr wenig unterscheiden. Berechnet man z. B. zur Reduktion von *Pt* I auf *Pt* IV (Tabelle X) die Konstanten A und B von (22) aus den Beobachtungen bei $20,3^0$ und $197,1^0$, so bleibt bei $90,1^0$ eine Differenz von 0,0007 zwischen den r-Werten für *Pt* IV und das reduzierte *Pt* I bestehen.

Welche Art der Reduktion in ganz tiefen Temperaturen möglich und zweckmäßig ist, bedarf noch näherer Untersuchung.

II. Elektronentheorie der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit.

1. Die von der Theorie zu erfüllenden Forderungen.

Aus den in Teil I mitgeteilten experimentellen Ergebnissen folgen eine Reihe von Bedingungen für die Theorie, die teilweise dort schon besprochen wurden und sich kurz etwa folgendermaßen zusammenfassen lassen:

Das Wiedemann-Franz-Lorenzsche Gesetz, nach welchem $\lambda/\varkappa T$ eine universelle Konstante sein soll, ist in höheren Temperaturen (etwa oberhalb 0^0 C), oder besser gesagt für größere Werte von $T/\Theta r$ in Grüneisens Bezeichnungsweise, für reine Metalle und selbst für viele Legierungen, wie Stahl u. dgl., wenn auch nicht genau, so doch in einiger Annäherung erfüllt ($\lambda/\varkappa T$ steigt etwas mit T an). Es muß daher zwischen Wärmeleitfähigkeit λ und elektrischer Leitfähigkeit $\varkappa$ der Metalle ein elektronentheoretisch zu begründender enger Zusammenhang bestehen. Die nichtmetallische Wärmeleitfähigkeit (Isolatorleitfähigkeit) der Metalle kann in hohen Temperaturen, wenn sie überhaupt von der metallischen Wärmeleitfähigkeit wesensverschieden ist, nur eine untergeordnete Rolle spielen (vgl. 47, S. 1056).

In tiefen Temperaturen sinkt $\lambda/\varkappa T$ für die reinen Metalle, besonders die gut leitenden Metalle, in ähnlicher Weise wie die Atomwärme. Das Sinken würde noch rascher sein, wenn von λ etwa ein mit sinkender Temperatur größer werdender Prozentsatz als Isolatorleitfähigkeit abzuziehen wäre. Bei der Temperatur, wo die Überleitfähigkeit eintritt, sinkt auch $\lambda/\varkappa T$ auf einen sehr kleinen Bruchteil herab. Bei den sehr schlecht leitenden Metallen Antimon und Wismut, die aber erst bis zu 90^0 abs. herab und noch nicht im reinsten jetzt erhältlichen Zustand untersucht sind, scheint $\lambda/\varkappa T$ mit sinkender Temperatur zuzunehmen, was eventuell auf den überwiegenden Einfluß

der Isolatorleitfähigkeit bei diesen elektrisch sehr schlecht leitenden Metallen zu schieben sein kann, die aber auch in anderer Beziehung (Druckeinfluß) ein anomales Verhalten zeigen. Bei Quecksilber scheint $\lambda/\varkappa T$ einen komplizierten Verlauf zu haben, aber in sehr tiefen Temperaturen sehr klein zu werden.

Die Wärmeleitfähigkeit λ ist in höheren Temperaturen nahezu konstant, wächst aber, wenn man zu tiefen Temperaturen übergeht, sehr stark an. Bei einem einheitlichen Kupferkristall ist das Anwachsen stärker als bei kristallinischem Kupfer, und zwar wächst beim Kupferkristall nach den Beobachtungen Schotts λ sehr viel stärker als umgekehrt proportional T (zwischen 273^0 und 20^0 auf den 31-fachen Betrag!). Andere Metallkristalle als das Kupferkristall sind noch nicht untersucht.

Die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur läßt sich nach Grüneisens Formeln oberhalb des Eintritts der Überleitfähigkeit in einen engen Zusammenhang bringen mit einer Funktion, die zum mindesten mit der Debyeschen Funktion für die spezifische Wärme große Ähnlichkeit hat.

Durch ein Magnetfeld — auch durch das eines eigenen starken Stroms — wird der Eintritt der Überleitfähigkeit zu tieferen Temperaturen herabgedrängt. Die Überleitfähigkeit scheint im allgemeinen nur bei solchen Metallen aufzutreten, die mit den in ihnen enthaltenen Verunreinigungen keine Mischkristalle bilden. Durch Druck wird die Leitfähigkeit (ausgenommen bei *Sb* und *Bi*) vergrößert.

Außer diesem aus Teil I Hervorgehenden scheinen mir noch folgende Feststellungen wichtig:

Aus den zahlreichen röntgenspektrographischen Aufnahmen nach verschiedenen Methoden (6, 11, 14, 51, 57) folgt übereinstimmend, daß die meisten Metalle regulär kristallisiert sind, aber mit verschiedenen Gitterarten. Kubisch mit einfachem, flächenzentrierten Gitter, dessen Kantenlänge a aus der folgenden Zusammenstellung zu ersehen ist, kristallisieren z. B.:

	Cu	*Ag*	*Au*	*Pb*	*Al*	*Ni* (*a*)
$10^8 a$	3,61	4,06	4,07	4,91	4,07 (4,05)	3,52 cm

Bei diesen Metallen befindet sich also ein Atom in jeder Ecke des Elementarwürfels und in der Mitte einer jeden Würfelfläche.

Dagegen kristallisieren kubisch mit einfachem raumzentrierten Gitter von der Kantenlänge a:

	Li	*Na*	*Fe*	*Ni* (*b*)
$10^8 a$	3,50 (?)	4,30	2,86	2,76 cm

Hierbei ist ein Atom in jeder Würfelecke und in der Raummitte eines jeden Würfels vorhanden. *Ni* scheint hiernach in zwei verschiedenen Modifikationen vorzukommen. Der eingeklammerte Wert von a für *Al* ist der von Hull, der andere der von Scherrer gefundene.

Einige Metalle (*Si*, grünes *Sn*), die wie der gleichartig aufgebaute Diamant vierwertig sind, besitzen ein Gitter aus zwei Scharen flächenzentrierter Würfel, die derart ineinandergestellt sind, daß die Ecke des einen auf der räumlichen Diagonale des andern liegt, und zwar in der Entfernung von $^1/_4$ Diagonalenlänge, wodurch ein regelmäßiger Tetraederaufbau entsteht.

Im hexagonalen System mit zwei Scharen dreiwinkliger Prismen, in dichtester Packung ineinandergestellt, kristallisiert *Mg*.

Im trigonalen System (Atome in den Ecken zweier axial gegeneinander verschobenen Rhomboeder) kristallisieren *Bi*, *Sb*, *As* (59), im tetragonalen System weißes *Sn*.

Beim einfachen flächenzentrierten kubischen Gitter ist, wie leicht ersichtlich, der kleinste Abstand der ruhend gedachten Atommittelpunkte

$$r = a/\sqrt{2} = 0{,}707\,a\,,$$

beim einfachen raumzentrierten kubischen Gitter dagegen

$$r = \frac{a}{2}\sqrt{3} = 0{,}866\,a\,.$$

Nach Grüneisen[1]) gilt bei einatomigen Körpern für die mittlere Amplitude $\bar{e}$ des einzelnen Atoms beim Schmelzpunkt in erster Annäherung die Beziehung

$$\left(\frac{\bar{e}}{\bar{r}}\right)_{T = T_s} = 0{,}085\,, \tag{23}$$

wobei $\bar{r}$ der mittlere Abstand der Atome ist, während die relative Ausdehnung zwischen $T = 0$ und dem Schmelzpunkt etwa gleich 0,08, also die relative Längenzunahme von $\bar{r}$ zwischen $T = 0$ und $T = T_s$ etwa 0,026 ist.

Nimmt man, wie durch F. A. Lindemann[2]) sehr wahrscheinlich gemacht ist, an, daß beim Schmelzpunkt die mittlere Amplitude gerade so groß ist, daß die Atome sich berühren, so würde der Abstand der

1) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. (4) **39**, 298, 1912.
2) F. A. Lindemann, Phys. Zeitschr. **11**, 609, 1910.

Oberflächen der ruhend gedachten Atome nach (23) beim Schmelzpunkt $2 \cdot 0{,}085\ \bar{r}_s = 0{,}17\ \bar{r}_s$, bei $T = 0$ etwa $0{,}14\ r_0$ sein, vorausgesetzt, daß der Atomdurchmesser sich bei Temperaturänderung nicht ändert, was nach (53) sehr zweifelhaft ist. Sieht man mit Kossel als Atomoberfläche eine äußerste Schale von Elektronen an, so muß der Atomdurchmesser etwas kleiner als $\bar{r}_s(2 - 0{,}17) = 1{,}83\ r_s$ (beim Schmelzpunkt), bzw. etwas kleiner als $r_s(2 - 0{,}14) = 1{,}86\ r_s$ (bei $T = 0$) sein, da die Elektronenschalen selbst nie völlig zur Berührung kommen können[1]). Jedenfalls aber wird der Zwischenraum zwischen den ruhend gedachten Atomen danach nur einen kleinen Teil vom Atomdurchmesser betragen

Es ist klar, daß man danach bei keiner Temperatur von wirklich freien Elektronen im Metallinnern sprechen kann; etwa vom Atom abgetrennte Elektronen müssen sich immer in den starken Kraftfeldern der die Atome aufbauenden Elektronen befinden.

Von welcher Größenordnung diese Kraftfelder sind, geht z. B. schon aus einer Untersuchung Debyes über die molekularen elektrischen Felder in Gasen hervor[2]).

Denkt man aber daran, daß vom Atom losgelöste Elektronen sich etwa an bestimmten Gleichgewichtspunkten zwischen den Atomen befinden oder um dieselbe bestimmte Bahnen beschreiben, so sind für die Lage dieser Gleichgewichtspunkte durch die genau bekannte Art der Kristallgitter stark einschränkende Bedingungen gegeben.

Von der größten Wichtigkeit ist es ferner, daß „nirgends ein Anhalt vorhanden ist, daß Metalle und Nichtmetalle einen charakteristischen Unterschied des Energieinhalts besitzen". Diese Feststellung Nernsts aus dem Jahre 1911, die hauptsächlich das Ergebnis der Messungen über die spezifische Wärme in tiefen Temperaturen war, muß auch heute noch als in vollem Umfang bestehend angesehen werden[3]).

Schließlich muß von der Elektronentheorie in erster Linie auch gefordert werden, daß sie das Entstehen der Jouleschen Wärme plausibel machen kann, worauf gerade in letzter Zeit von verschiedenen Seiten hingewiesen wurde.

Andere Forderungen, die der Hall-Effekt, die thermoelektrischen Erscheinungen usw. an die Theorie stellen, können hier nicht berührt werden.

---

1) Vgl. hierzu W. Westphal, Zeitschr. f. Physik **4**, 254, 1921.

2) P. Debye, Phys. Zeitschr. **20**, 160—161, 1919.

3) J. Königsberger (Verh. d. Phys. Ges. **14**, 275, 1912) kommt für hohe Temperaturen zu einem entgegengesetzten Resultat. Doch lassen sich die Abweichungen in hohen Temperaturen wohl auch anders erklären.

2. Diskussion der neueren Theorien.

Fragt man sich, wie weit die neueren Theorien den im vorigen Abschnitt aufgestellten Forderungen gerecht werden, so muß man sagen, daß zurzeit keine quantitative Theorie vorhanden ist, die in genügendem Einklang mit ihnen steht.

Was zunächst den Ausbau der Drude-Lorentzschen Theorie betrifft, der verschiedentlich versucht worden ist (16, 30, 31, 45, 60), so ist von Décombe (18) ein fundamentaler Einwand gegen alle diese kinetischen Theorien erhoben worden, nämlich der, daß sie nicht vermöchten, die Joulesche Wärme zu erklären, und dieser Einwand ist von andern als zu Recht bestehend anerkannt oder doch nicht zurückgewiesen worden (3, 40). Ich kann nicht finden, daß ein derartig fundamentaler Fehler von den genialen Begründern der kinetischen Theorie gemacht worden wäre: Décombe zeigte nur durch eine ganz triviale Rechnung, daß ein im Drudeschen Sinne freies Elektron im allgemeinen nicht genau den Geschwindigkeitszuwachs, den es durch ein äußeres elektrisches Feld erhalten hat, bei einem einzigen elastischen Zusammenstoß mit einem Atom verlieren kann. Dies ist aber auch durchaus nicht nötig; gemäß der Grundannahme Drudes und den allgemeinen Prinzipien der kinetischen Theorie herrscht, auch wenn ein äußeres elektrisches Feld vorhanden ist, im stationären Zustand bei Zugrundelegung der klassischen Mechanik ein Wärmegleichgewicht zwischen den bewegten Elektronen und den Atomen, so daß im stationären Zustand dauernd der gesamte Zuwachs an kinetischer Energie an die (auf konstante Temperatur erhaltenen) Atome abgegeben wird, wobei das einzelne Elektron bei einem einzelnen Zusammenstoß einmal mehr, einmal weniger Energie einbüßt oder empfängt als ihm durch das äußere Feld mitgeteilt oder entzogen wurde. Übrigens hat Décombe übersehen, daß Drude elastische Zusammenstöße nur zwischen den Elektronen voraussetzt und über die Art der Wärmeabgabe von den Elektronen an die Atome gar nichts im einzelnen aussagt; aber die Betrachtung Décombes würde sich, wenn sie richtig wäre, ohne weiteres auf die Lorentzsche Elektronentheorie, die nur elastische Stöße zwischen Elektronen und Atomen berücksichtigt, anwenden lassen.

So wenig stichhaltig also der Décombesche Einwand mir erscheint, so schwerwiegende Bedenken dürften in anderer Hinsicht den neueren Erweiterungen der Drude-Lorentzschen Theorie entgegenstehen: sie suchen die Schwierigkeiten, die der kinetischen Theorie insbesondere durch den Abfall der spezifischen Wärme in tiefen Temperaturen entstehen, durch Heranziehung der Quantentheorie zu entgehen,

ohne dabei eine wirkliche Begründung für den Ersatz des Äquipartitionsprinzips durch die statt dessen eingeführten Annahmen zu geben oder wenigstens einen so radikalen Weg zu gehen, wie ihn früher W. Wien[1]) unter Verzicht auf die Erklärung der Wärmeleitung einschlug. M. Planck[2]) hat 1913 für einen speziellen Fall das Gleichgewicht zwischen Oszillatoren, freien Elektronen und strahlender Wärme unter gewissen plausiblen Annahmen auf Grund der Quantentheorie streng berechnet und kommt dabei zu dem Resultat, daß in stationärem Zustand die freien Elektronen die kinetische Energie $^3/_2\, kT$ haben, also den klassischen Äquipartionswert, nicht, wie es z. B. im Anschluß an Herzfeld, v. Hauer (30) einfach ansetzt, die gleiche Energie wie der Oszillator, für den die quantentheoretische Energieformel gilt. So dürften bis zur Begründung der Grundannahmen die von v. Hauer unter Zuziehung weiterer Hypothesen abgeleiteten Folgerungen wenig zwingend sein, insbesondere sein Schluß, daß in Platin bei Zimmertemperatur auf 10000 Atome nur 5 freie Elektronen kommen, was fast allen sonstigen Schätzungen der Elektronenkonzentration widerspricht. Z. B. ergibt sich, wie neuerdings wieder F. A. Lindemann (44) betonte, aus der Wellenlänge des Lichts, bei welcher die aus dem Reflexionsvermögen bestimmte elektrische Leitfähigkeit den normalen Wert verliert, daß mehr freie Elektronen als Atome vorhanden sein müssen. Deshalb dürften auch, selbst wenn tatsächlich „freie“ Elektronen vorhanden und die die Influenzladung bildenden als frei anzusehen sein sollten, alle Versuche, durch Influenzladungen eine Änderung des Widerstandes hervorzurufen, aussichtslos sein, auch wenn man außerordentlich viel größere Influenzladungen erzeugen könnte als auf dem von v. Hauer angegebenen Wege. Bei großer Elektronenkonzentration ist nun die Freiheit der Elektronen aber schon dadurch sehr eingeschränkt, wie F. A. Lindemann (44) betont, daß ihre gaskinetische Geschwindigkeit sie einander nur um etwa $^1/_{20}$ ihrer mittleren Entfernung zu nähern vermag. Berücksichtigt man noch, daß den Ausführungen des vorigen Abschnittes entsprechend zwischen den Atomen nur Zwischenräume sind, die im Verhältnis zum eigentlichen Atomvolumen klein sind, so sieht man, wie gewagt an sich schon die Übertragung der gaskinetischen Rechnungen auf die freien Elektronen ist. — In ähnlicher Weise wie die Theorie v. Hauers kann wohl auch diejenige Marchs (45), der die Anschauung freier Elektronen mit quantenmäßiger Emission derselben durch die Atome verbindet, ohne

1) W. Wien, Berl. Ber. 1913, 184—200.
2) M. Planck, Berl. Ber. 1913, 350.

seine Hypothesen etwa in ähnlicher Weise wie M. Planck l. c. es tut, zu begründen, als nur formaler Natur bezeichnet werden. Übrigens können beide Theorien die Überleitfähigkeit nicht erklären. v. Hauer versucht ihre Erklärung in einem Nachtrag (31) durch Zusatzhypothesen. Die Theorie Marchs gibt betreffs des Druckkoeffizienten für den Widerstand ein falsches Vorzeichen. — Zur Kennzeichnung, wie Wereide (60) die Quantenhypothese in die kinetische Elektronentheorie einführt, diene der folgende Satz: „Wenn nun das Elektron aus dem ruhenden Atom mit ungefähr der Geschwindigkeit Null austritt, muß es aus einem bewegten Atom mit ungefähr der kinetischen Energie

$$\mu = \frac{3}{2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

heraustreten“ (d. h. mit der mittleren kinetischen Energie des Atomes). — Die Rechnungen Caswells (16) sind ebenfalls rein formaler Natur und genügen in vielem nicht den Erfahrungstatsachen.

Auch J. J. Thomson hat seine zweite Elektronentheorie der Metalle, die nicht freie Elektronen annimmt, sondern Dipole, die die Elektronen aneinander austauschen, ausgebaut (56), insbesondere um eine Erklärung der Überleitfähigkeit zu geben. Es ist bemerkenswert, daß ihm dies ohne willkürliche Zusatzhypothesen gelingt. Er kommt zu dem Resultat, daß die reinen Metalle überleitend werden müßten, soweit für sie der Widerstandstemperaturkoeffizient für mittlere Temperaturen größer als 1/273 ist. Aber abgesehen davon, daß die Resultate Thomsons nur qualitative sind, hat man gegen die Grundannahmen seiner Theorie wesentliche Einwände erhoben. Man kann sich erstens nach den neueren Anschauungen über Atombau wohl schwer vorstellen, wie bei einatomigen Körpern die Dipole, die nach der neuesten Theorie Thomsons in den Atomen liegen sollen, zustande kommen und es ist wenig einleuchtend, daß sich diese Dipole, wenn sie vorhanden sind, in einem kristallisierten Material, in dem sie dann doch wohl entgegen Thomsons Annahme bestimmte Richtung haben würden, sich merklich in die Richtung des äußeren elektrischen Feldes einstellen sollen. Es ist auch keinerlei Anzeichen für eine Hysteresiswirkung, wie sie in diesem Fall zu erwarten wäre, vorhanden, wie Benedicks (3) betont. Besonders schwerwiegend aber dürfte der von Borelius (8) gemachte Einwand sein, daß nach J. J. Thomsons Theorie jedes Atom innerhalb einer einzigen Atomschwingung etwa 200 mal ein Elektron mit einem Nachbaratom austauschen müßte

Auch müßte die elektrische Leitfähigkeit nach der Theorie entgegen der Erfahrung beim Schmelzen des Metalls zunehmen. Crommelin (17) bemängelt ferner noch, daß die Theorie keine Erklärung für die Joulesche Wärme gebe. Doch dürfte sich eine Ergänzung in dieser Richtung geben lassen, wenn auch in etwas anderer Weise als Décombe (18) sie versucht, dessen Rechnung sich nicht eigentlich auf die Thomsonsche Dipoltheorie bezieht, sondern auf einen von Décombe konstruierten ähnlichen, jedoch ganz willkürlich ersonnenen Mechanismus der elektrischen Leitung.

Die Mängel der J. J. Thomsonschen Theorie suchte Borelius (8) durch eine abgeänderte Theorie, die sich aber nur auf höhere Temperatur bezieht, zu beheben. Borelius schließt sich andererseits an die von Haber (27), Stark[1]) und F. A. Lindemann (44) eingeführte Anschauung des festen Elektronengitters zwischen den Atomen an, auf die daher zunächst etwas einzugehen ist.

Durch diese Hypothese von dem Gitter ruhender Elektronen zwischen dem Atomgitter hatte Haber 1911 einen fundamentalen Zusammenhang zwischen ultraroter und ultravioletter Eigenschwingung aufgedeckt: die Elektronen bilden gewissermaßen den Kitt zwischen den positiven Atomresten. Diese und die Elektronen schwingen daher unter derselben Kraft, woraus sich ohne weiteres bei Berücksichtigung ihrer verschiedenen Masse ein Zusammenhang zwischen ihren Schwingungszahlen, die den ultraroten und ultravioletten Eigenschwingungen des Metalls entsprechen, ergibt. Trotz dieses großen Erfolges, dem Haber später (28, 29) noch andere an die Seite stellen konnte, stößt die Habersche Hypothese, welcher auch die Anschauungen Starks und F. A. Lindemanns entsprechen, in ihrer ursprünglichen Form auf, wie es scheint, unüberwindliche Schwierigkeiten. Zunächst ist es entsprechend Earnshaws Theorem[2]) nicht verständlich, wie sich Elektronen zwischen den positiven Atomresten im stabilen Gleichgewicht befinden sollen. Man müßte ihnen mindestens um diese Gleichgewichtspunkte feste Quantenbahnen zuschreiben, um zu ähnlichen Verhältnissen zu kommen, wie sie vielleicht bei den Kristallgittern der Halogensalze vorliegen, bei denen nach Born und Landé quasistabile Anordnungen der Ionen in Gitterpunkten durch rein elektrostatische Kräfte möglich sind. Es ist aber des weiteren nicht verständlich, wo eigentlich diese Gleichgewichtspunkte liegen sollen: die Halogensalze bestehen aus zwei derart ineinandergestellten flächenzentrierten kubischen Raum-

1) J. Stark, dieses Jahrb. **9**, 188—203, 1912.

2) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus, S. 171, Springer 1883.

gittern, daß auf den Kantenmitten des einen Ionenkubus die Ionen des andern Zeichens liegen; diese Kantenmitten könnten ohne weiteres die Gleichgewichtspunkte der Elektronen bilden, wenn die anderen Ionen durch die Metallatomreste ersetzt würden. Eine derartige Konstitution hat Haber den Metallen in der Tat früher zugeschrieben. Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt, besitzen aber nicht alle Metalle flächenzentrierte Kuben, sondern Lithium und Natrium z. B. raumzentrierte kubische Gitter. In einem solchen Gitter ist aber für ein symmetrisch angeordnetes raumzentriertes kubisches Elektronengitter überhaupt kein Platz. Tatsächlich haben nun auch röntgenspektrographische Aufnahmen von Debye und Scherrer bei Lithium keinerlei Anhalt für ein feststehendes Elektronengitter ergeben, und diese Tatsache hat Haber veranlaßt, seine Anschauung von dem festen Elektronengitter durch die vorläufig im einzelnen noch unbestimmte Hypothese eines „Bewegungsgitters" (29 Nachschrift) zu ersetzen. Über diese, bisher noch nicht publizierten Messungen teilte Herr Scherrer, der mich auch auf den schon von Haber selbst betonten Widerspruch des tatsächlich vorhandenen raumzentrierten Gitters mit der Haberschen Vorstellung von dem Raumgitter der Alkalimetalle aufmerksam machte, mir brieflich freundlichst mit, daß es äußerst wahrscheinlich sei, daß sich beim Lithium das einzelne Elektron bei den Aufnahmen zeigen müßte, da es für die Sichtbarkeit nur auf das Verhältnis der Elektronenzahlen der strahlenden Zentren ankommt; dies ist bei Li sehr günstig, weil das Li^+-Ion nur zwei Elektronen hat, während selbst auf einer Aufnahme von $LiCl$, wo das Verhältnis $Li^+ : Cl^- = 2 : 18$ ist, sich das Li noch deutlich zeigt. Auch wenn das Elektron auf einer festen Bahn um den Gleichgewichtspunkt umliefe, müßte es sich zeigen, da es z. B. bei kreisförmigem Umlauf in erster Näherung so wirkt, als ob es im Mittelpunkt der Bahn liegt.

Trotzdem wird man die Vorstellung, daß der Zusammenhalt des Metalls wesentlich durch Elektronen zwischen positiven Metallatomionen bedingt ist, nur schwer fallen lassen, da sie durch manche andere Erfahrungen und Anschauungen der neueren Atomtheorie gestützt wird. Kossel (41) unterscheidet zwischen homöopolaren Kohäsionskräften zwischen elektrisch neutralen Atomen oder Molekeln, wie z. B. die van der Waalssche Kraft eine ist, und heteropolaren Kohäsionskräften wie sie z. B. bei den Alkalihalogenen zwischen dem positiven Alkaliion und dem negativen Halogenion auftritt. Die Siedepunkte der Alkalimetalle und anderes sprechen, wenn man den Aufbau des periodischen Systems der Elemente heranzieht, sehr dafür, daß die

Alkalimetalle als heteropolare Gebilde aufzufassen sind. Auch wenn das Elektron keine Gleichgewichtslage zwischen den Atomen hat, so vermittelt doch ein Elektron, das von Atom zu Atom gleitet, im Augenblick seines Übergangs stets eine heteropolare Kräfteverteilung zwischen den positiven Resten, so daß ein elektrisch leitendes Metall auch schon prinzipiell mindestens zum Teil polares Gitter sein muß. Das Herabsinken der atomaren Leitfähigkeit in den Perioden des periodischen Systems von den Alkalien aus, wie es besonders in der in Teil I wiedergegebenen Darstellungsweise von Grüneisen (25) zutage tritt, weist aber darauf hin, daß die Rolle der Leitungselektronen für die Kohäsionskraft mit dem Fortschreiten in der Periode mehr und mehr zurücktritt, bis man schließlich zu den entschiedenen Isolatoren gelangt, bei denen nur homöopolare Kohäsion vorhanden sein kann [Kossel (41)]. Diese homöopolaren Kräfte können aber bei Atomen, die aus diskreten Teilchen verschiedener Ladung zusammengesetzt sind, ebenfalls rein elektrischer, sogar rein elektrostatischer Natur sein, wofür z. B. Rechnungen von Keesom[1]) und von Debye[2]) über die Natur der van der Waalsschen Kraft in Gasen zwei verschiedene Möglichkeiten aufgezeigt haben.

Eine Theorie darüber, wie das „Bewegungsgitter" der Elektronen zwischen dem Atomgitter die Kohäsionskraft bewerkstelligt, ist nicht vorhanden. Haber (29) erklärt auf Grund des Bewegungsgitters die Überleitfähigkeit damit, daß beim Eintritt derselben die Bahnen, welche die Leitungselektronen um die Atome beschreiben, sich gerade berühren, und zwar in Punkten gleicher Geschwindigkeit, so daß die Elektronen bei der geringsten äußeren elektrischen Kraft aus der Bahn um das eine Atom in die um das nächste Atom übergehen können. Auch leitet Haber unter der Annahme raumzentrierter Kuben und kreisförmiger, sich berührender zweiquantiger Bahnen der Valenzelektronen für einige Metalle die ultraviolette Eigenfrequenz quantentheoretisch ab, wobei sich allerdings gerade für die einfachsten Atome *Li* und *Na* keine gute Übereinstimmung mit der Erfahrung ergibt und der Zusammenhang zwischen ultraroter und ultravioletter Eigenfrequenz dunkel bleibt. Ferner vermag Haber den Diamagnetismus bis zu einem gewissen Grade durch die Kreisbahnen der Valenzelektronen zu erklären.

Borelius (8) macht in seiner schon oben erwähnten Theorie, die sich im übrigen an die Dipoltheorie J. J. Thomsons anlehnt, ebenfalls

1) W. H. Keesom, Communic. Leiden Suppl. Nr. 24b, 25, 39a, 39b, 1912—1915.

2) P. Debye, Phys. Zeitschr. **21**, 178—187, 1920.

die rein formale Annahme, die Kraftfelder der Atome seien derart beschaffen, daß es zwischen den Elektronen Gleichgewichtspunkte für die Elektronen gibt. Durch die Feststellungen Debyes und Scherrers am Lithium ist also auch dieser Theorie der Boden entzogen. Interessant ist aber an ihr, daß Borelius unter gewissen Annahmen auf ganz anderen Grundlagen als die kinetischen Theorien das Wiedemann-Franz-Lorenzsche Gesetz ableitet: die elektrische Leitfähigkeit berechnet er in gewissem Sinne ähnlich wie J. J. Thomson, indem er annimmt, daß unter dem Einfluß des äußeren elektrischen Feldes die gleichmäßige Verteilung von Atomresten und Elektronen aufhört und eine Polarisation des Metalls eintritt. Mit jeder halben Atomschwingung wird das Elektron um den Atomabstand verschoben, wobei die Verschiebung in Richtung des elektrischen Feldes der Feldstärke proportional ist. Die Wärmeleitfähigkeit aber berechnet Borelius in derselben Weise wie es Debye für Isolatoren tat[1]) aus der Dämpfung der elastischen Schwingungen, indem er die Elektronen genau wie die Atome als Punkte des schwingungsfähigen Gitters betrachtet. Er bekommt so für $\lambda/\varkappa$ den Wert $2\left(\frac{\alpha}{\varepsilon}\right)^2 T$, d. h. einen etwas größeren Wert als Drude ($\alpha T =$ gaskinetische Energie des Moleküls, $\varepsilon =$ Ladung des Elektrons). Bei dieser Theorie könnte man also, wie es in Teil I bei Diskussion der Versuchsergebnisse als möglich bezeichnet wurde, nicht mehr unterscheiden zwischen metallischer Wärmeleitfähigkeit und einer ihr übergelagerten Isolatorleitfähigkeit, sondern die gesamte Wärmeleitfähigkeit der Metalle hätte nach ihr den Charakter der Isolatorleitfähigkeit. Da die übrigens nur für höhere Temperaturen ausgearbeitete Theorie von Borelius auf sehr willkürlichen Hypothesen aufgebaut ist, besagt aber sein Ergebnis nicht viel, ganz abgesehen davon, daß eben die Grundannahme, das feste Elektronengitter, nicht haltbar ist.

Schließlich sind noch die Anschauungen von Benedicks (3) und Bridgman (13) zu erwähnen, die beide darauf hinauslaufen, daß die Atome beim Kontakt miteinander Elektronen austauschen, aber eine präzise mathematische Formulierung nicht gefunden haben. Benedicks (3) führt ferner zur Erklärung der Wärmeleitfähigkeit „Mikrowirbelströme" im Metall ein, deren Existenz er durch den mit Rücksicht auf Arbeiten von Borelius (9) nicht als sicher zu betrachtenden Nachweis von Thermokräften wahrscheinlich zu machen suchte, die

---

1) Vorträge über die kinetische Theorie, S. 46, Teubner 1914.

nicht nur von der Temperaturdifferenz, sondern vom Temperaturgefälle abhängen (4, 5). Doch ließe sich die Wärmeleitfähigkeit wohl vielleicht auch in ähnlicher Weise wie in der Boreliusschen Theorie erklären, ohne daß die Ableitung des Lorenzschen Gesetzes unmöglich würde. Die Überleitfähigkeit erklärt Benedicks dadurch, daß die Atome sich mit sinkender Temperatur agglomerieren; beim Eintritt der Überleitfähigkeit ist dann mindestens ein ganzer Faden von agglomerierten Atomen vorhanden, zwischen denen die Elektronen widerstandslos übergehen können. Doch stehen dieser Agglomerationshypothese insbesondere mit Rücksicht auf die auch in tiefsten Temperaturen wenig veränderte Kompressibilität, die dann zum größten Teil auf einer an sich zwar vielleicht möglichen, aber doch in höheren Temperaturen nicht allein maßgeblichen Kompressibilität der Atome beruhen müßte, Bedenken entgegen.

Bridgman benutzt seine Kontakthypothese, nach der die Elektronen bei ruhenden, sich berührenden Atomen widerstandslos wandern können, während bei schwingenden Atomen mehr oder weniger zahlreiche, Widerstand bietende Lücken zwischen den Atomen entstehen, vor allem dazu, um eine Theorie des von ihm näher untersuchten Druckeinflusses auf den elektrischen Widerstand zu geben. Er kommt dabei, indem er teilweise die Grüneisensche Theorie der einatomigen festen Körper [1]) benutzt, bemerkenswerterweise zu Formeln, die nicht unähnlich den von Grüneisen (23) auf ganz anderer Grundlage (insbesondere unter Benutzung der Elektronentheorie W. Wiens [2])) abgeleiteten Formeln sind. Die Bridgmanschen Formeln geben eine etwas bessere Übereinstimmung mit der Erfahrung als die Grüneisenschen, nach denen die Werte in Tabelle XI berechnet sind. Die Überleitfähigkeit erklärt Bridgman damit, daß erst bei einer bestimmten Temperatur in genügender Zahl Lücken zwischen den Atomen vorhanden sind, um einen Widerstand zu erzeugen, d. h. also im wesentlichen in derselben Weise wie Benedicks. — Die Anschauungen von Benedicks und Bridgman ordnen sich wohl in gewisser Beziehung dem, was die moderne Atomtheorie fordert, ein, sind aber, abgesehen von den ihnen in einzelnen Punkten entgegenstehenden Bedenken so allgemein, daß sie die Grundlagen für eine präzise Theorie ohne weiteres nicht gut bilden können.

Formt man diese Anschauungen der modernen Atomtheorie ent-

1) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **39**, 276, 1912.
2) W. Wien, Berl. Ber. 1913, 184—200.

sprechend um und verbindet sie mit der Haberschen Idee von dem Bewegungsgitter, so kommt man vielleicht zu folgender Auffassung:

Die Quantenbahnen, welche die Valenzelektronen isolierter Metallatome beschreiben, bleiben beim Zusammentritt der Atome zum festen Körper, wenn auch abgeändert, bestehen. Sie müssen dabei einen solchen Verlauf haben, daß die Valenzelektronen eine Bindung zwischen den Atomen hervorrufen. Daß etwas Derartiges denkbar ist, sieht man, wenn man eine lineare Anordnung von Atomen mit je einem Valenzelektron betrachtet, welche alle komplanar und synchron um die Atomkerne rotieren. Hier kommt im zeitlichen Mittel ohne weiteres eine Anziehung der Atomkerne durch die kreisenden Elektronen zustande. Andererseits geben zwei Atome mit komplanaren Bahnen von je einem Elektron, von denen das eine dem andern um 180^0 vorauseilt, eine Abstoßung. Dazwischen sind Fälle konstruierter, in denen je nach der Entfernung der Atommittelpunkte Anziehung oder Abstoßung auftritt. Durch geeignete Anordnung der Elektronenbahnen im Kristallverband ist daher vielleicht das Entstehen der für die elastische Konstitution des festen Körpers erforderlichen Kräfte wenigstens zunächst für die einatomigen Elemente auch bei neutralen Atomen rein elektrostatisch denkbar. Bei den elektrisch leitenden Metallen werden die Verhältnisse nun derart sein, daß unter dem Einfluß der Wärmebewegung der Atome die Valenzelektronen aus dem Kraftbereich des einen Atoms in den des andern gelangen können, so daß bei „Berührung" der Atome ein Übergang der Valenzelektronen verbunden mit quantenmäßigem Energieaustausch zwischen den Atomen stattfindet. Unter dem Einfluß eines äußeren Feldes wird dieser Übergang eine bevorzugte Richtung annehmen, also ein Strom entstehen, und die den Valenzelektronen und Atomresten während des Überganges durch das äußere Feld erteilte kinetische Energie wird als Joulesche Wärme wieder zum Vorschein kommen. Zum Verständnis der Widerstandsverringerung mit abnehmender Temperatur und der Überleitfähigkeit im Haberschen Sinne (Berührung der Elektronenbahnen) wird der Schottkysche Satz (53) mit heranzuziehen sein, daß mit sinkender Temperatur die innere kinetische Energie der Atome und daher vermutlich auch die Größe der Valenzelektronenbahnen zunimmt bis zum Maximum bei $T = 0$, wo die Atommittelpunkte ruhen. Die Wärmeleitung wird vielleicht im Debye-Boreliusschen Sinne zu erklären sein, wobei die zwischen den Atomen übergehenden Valenzelektronen einen wesentlichen Einfluß auf die Dämpfung der elastischen Wellen ausüben können, so daß im Boreliusschen Sinne ein Zu-

sammenhang zwischen thermischer und elektrischer Leitfähigkeit ersichtlich wird.

Jedenfalls hat es wohl den Anschein, daß ein wirklicher Fortschritt in der Elektronentheorie der Metalle nur durch ein Eindringen in den Mechanismus der Metallkristalle möglich ist, in ähnlicher Weise wie ein Fortschritt in der Theorie der Spektrallinien erst mit Hilfe der Bohrschen Atommodelle möglich war.

Charlottenburg, Januar 1921.

(Eingegangen 10. Februar 1921.)

Nachtrag zum Bericht über die Bestimmung von Plancks elementarem Wirkungsquantum h[1]).

Von **R. Ladenburg.**

I. In meinem Bericht[1]) ist unter B folgendes nachzutragen:

4. Bestimmung von h aus der chemischen Konstante nach Nernst.

Die aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik folgende Gleichung von Clausius-Clapeyron

$$l = T\frac{dp}{dT}\cdot(V_D - V_{\text{Kond.}})$$

(l Verdampfungs- bzw. Sublimationswärme, V_D Volumen des Dampfes, $V_{\text{Kond.}}$ das Volumen der festen Phase, alles pro Mol, p Druck, T absolute Temperatur) ergibt mit Vernachlässigung von $V_{\text{Kond.}}$ gegen V_D und mit Benutzung des Gesetzes für ideale Gase

$$V_D = \frac{RT}{p}$$

$$\frac{d\ln p}{dT} = \frac{l}{RT^2},$$

also durch Integration

$$\ln p = \frac{1}{R}\int^T \frac{l}{T^2}dT + i,$$

1) Dieses Jahrb. **17**, 93—145, 1920.

wo i die thermodynamisch unbestimmbare Integrationskonstante ist[1]). Die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme ist nach Kirchhoff durch die Gleichung gegeben.

$$\frac{dl}{dT} = C_{\text{Gas}} - C_{\text{Kond.}},$$

wo C die spezifische Wärme pro Mol bei konstantem Druck, also $C_{\text{Gas}} = C_p$ zu setzen ist. Wird die Verdampfungswärme beim absoluten Nullpunkt mit l_0 bezeichnet, so folgt durch Integration

$$l = l_0 + \int_0^T C_p dT - \int_0^T C_{\text{Kond.}} dT,$$

und es ergibt sich die Dampfdruckformel

$$\ln p = -\frac{l_0}{RT} + \frac{1}{R}\int^T \frac{\int_0^T C_p dT}{T^2} dT - \frac{1}{R}\int^T \frac{\int_0^T C_{\text{Kond}} dT}{T^2} dT + i.$$

Nach Nernsts Wärmetheorem hängt i nicht vom Aggregatzustand noch von der chemischen Modifikation, sondern nur von der chemischen Natur des Kondensats ab und heißt deshalb nach Nernst chemische Konstante[1]).

Sie ist nur durch spezielle molekularkinetische Betrachtungen berechenbar und wurde zuerst von Sackur[2]) und Tetrode[3]), auf einem besonders durchsichtigen Wege mit Hilfe eines einfachen mechanischen Modells eines Kondensats von Stern[4]) berechnet; im letzteren Fall wird die Quantentheorie nach der von Born-Kármán u. Debye wohlbegründeten Methode nur auf den festen Körper angewandt. So ergibt sich

$$i = \ln \frac{(2\pi)^{3/2} k^{5/2}}{L^{3/2} h^3} + \frac{3}{2} \ln M = i_0 + \frac{3}{2} \ln M,$$

wobei M das Molekulargewicht der betreffenden Substanz und i_0 den universellen Teil der chemischen Konstante bedeutet. Nernsts Theorie

1) Hierfür und für das folgende vgl. W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, Halle bei Knapp 1918, speziell S. 107, 135 u. 146ff.

2) O. Sackur, Nernst-Festschrift, S. 405, 1912. Ann. d. Phys. **40**, 67, 1913.

3) H. Tetrode, Ann. d. Phys. **38**, 434; **39**, 255, 1912.

4) O. Stern, Phys. Ztschr. **14**, 629, 1913, s. a. Ztschr. f. Elektrochemie **25**, 66, 1919.

der Gasentartung[1]) liefert für i_0 einen Wert, der sich nur geringfügig von dem eben angegebenen unterscheidet, nämlich um

$$\ln\left(\frac{2^{3/2}}{e}\right) = \ln 1{,}04$$

(e bedeutet hier die Basis des natürlichen Logarithmus).

Mit Benutzung Briggischer Logarithmen und bei Umrechnung des Drucks in Atmosphären erhält man schließlich die Dampfdruckformel

$$\lg p = -\frac{l_0}{4{,}57 \cdot T} + \frac{1}{4{,}57}\int^T \frac{\int_0^T C_p dT}{T^2} dT - \frac{1}{4{,}57}\int^T \frac{\int_0^T C_{\text{Kond}} dT}{T^2} dT + 1{,}5 \lg M + C_0,$$

wobei

$$R = 1{,}985 \text{ cal.}$$

und

$$i_0 \lg e - \lg 1{,}013 \cdot 10^6 = \lg \frac{(2\pi)^{3/2} k^{5/2}}{L^{3/2} h^3 \cdot 1{,}013 \cdot 10^6} = C_0$$

gesetzt ist.

Bei Kenntnis der Dampfdruckkurve, aus der die Verdampfungswärme berechnet werden kann, ferner der spezifischen Wärmen des Gases und des Kondensats bis herab zu den tiefsten Temperaturen, wobei passend die Debyesche bzw. die Nernst-Lindemannsche Formel Anwendung findet, ist mithin die chemische Konstante und hieraus der Wert von h berechenbar. Alle Einzelheiten derartiger Berechnungen finden sich bei Nernst a. a. O., so daß hier dieser Hinweis genügen möge. Allerdings ist eine sehr genaue Kenntnis der Dampfdruckkurve bzw. der Verdampfungswärme erforderlich, um zuverlässige Werte von h zu gewinnen. Tatsächlich kommen zurzeit nur Hg, A und H nach Berechnungen von Nernst[2]), sowie Zn und Cd in Betracht, letztere nach Berechnungen von Heidhausen[3]) auf Grund von Dampfdruckmessungen von Egerton[4]) sowie nach Braune[5]). Folgende Tabelle vereinigt die vorliegenden Daten von C_0 mit den daraus berechneten Werten von h.

1) a. a. O. S. 165 ff.

2) a. a. O. S. 151.

3) G. Heidhausen, Dissert. Breslau, die mir in Korrektur durch Herrn Prof. Eucken in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurde.

4) A. C. Egerton, Phil. Mag. (6) **33**, 33, 1917; (6) **39**, 1, 1920.

5) H. Braune, Zeitschr. f. anorg. Chem. **111**, 109, 1920. Dieser Arbeit sind auch die bei Zn und Cd angegebenen Fehlergrenzen entnommen.

Substanz	C_0	$h \cdot 10^{27}$
Hg	$-1{,}62 \pm 0{,}03$	$6{,}69 \pm 0{,}16$
A	$-1{,}65 \pm 0{,}06$	$6{,}85 \pm 0{,}3$
H	$-1{,}69 \pm 0{,}15$	$7{,}10 \pm 0{,}8$
Zn	$-1{,}62 \pm 0{,}07$	$6{,}69 \pm 0{,}3$
Cd	$-1{,}54 \pm 0{,}12$	$6{,}29 \pm 0{,}6$

Wie man sieht, ist die auf diese Weise erreichte Meßgenauigkeit für h weit geringer als bei den unter 1—3 besprochenen, direkteren Methoden, jedoch stimmen die berechneten Werte für h innerhalb der Meßfehler mit dem zurzeit sichersten Wert von h $(6{,}54 \cdot 10^{-27})$ überein.

II. Berichtigung von Druckfehlern des h-Berichts.

S. 98, Z. 4 von oben: lies $E_\lambda d\lambda$ statt E_λ.

S. 107, Z. 11 von oben: lies Abtrennung statt Bindung.

S. 140, Z. 7 von oben u. S. 143 in Tabelle 3: nach Wagners inzwischen erfolgter Veröffentlichung ist sein korrigierter Wert $6{,}53 \pm 0{,}01$ (statt $6{,}52 \pm 0{,}02$).

S. 113 u. 143. Die Unsicherheit der Konstante $c_2 = 1{,}43$ beträgt zurzeit nicht 2, sondern etwa 4 ‰, so daß aus ihr $h = 6{,}54 \pm 0{,}03$ (statt $\pm 0{,}02$) folgt.

S. 145, Z. 2 von oben: lies $m = 8{,}996 \cdot 10^{-28}$ statt 10^{-27}.

Beiträge zur Kenntnis der Elektrizitätsleitung in Metallen und Legierungen.

Von **W. Guertler.**

(Mit 7 Figuren.)

In Band 13 S. 351 und folgende (1916) des Jahrbuches für Radioaktivität und Elektronik erschien unter dem gleichen Titel ein Aufsatz meines hochverehrten Freundes Carl Benedicks, auf den ich leider erst jetzt bei der Durcharbeitung der während der Kriegszeit erschienenen Fachliteratur aufmerksam werde, der neue interessante Fortschritte zur Theorie der Elektrizitätsleitung bringt. Mir scheint die neue Bahn, welche uns Benedicks weist, wenn sie uns auch dem Ziel wesentlich näher bringt, uns dennoch an demselben vorbeizuführen, wenn wir nicht beizeiten eine gewisse kleine Richtungsänderung vornehmen, deren Bedeutung ich im folgenden klarlegen möchte.

Der erste Teil von Benedicks Abhandlung beschäftigt sich mit der Elektrizitätsleitung der reinen Metalle. Er vergleicht in zwei Figuren die spezifische Leitfähigkeit mit der atomaren Leitfähigkeit, beide in Abhängigkeit von der Stellung der Elemente im periodischen System, und kommt zu dem Ergebnis, daß die letztere die einfachere Eigenschaft sei und deshalb in Zukunft mehr Beachtung verdiene. Diesen Ausführungen möchte ich mich in vollem Umfange anschließen.

Er spricht dann weiter vom Einfluß der Temperatur und insbesondere von der von Kamerlingh Onnes entdeckten sogenannten „Überleitung“ bei den tiefsten absoluten Temperaturen. Hier erklärt Benedicks in sehr interessanter Weise die scharfe Diskontinuität zwischen dem „überleitenden“ und dem gewöhnlich leitenden Zustand als den kritischen Punkt, bei welchem im Metallstück die Atome eben miteinander in Berührung treten und imstande sind, irgendwo wenigstens einen einzigen zusammenhängenden Faden zu bilden. Auch hier sind Benedicks' Ausführungen außerordentlich einleuchtend.

Im zweiten Teil beschäftigt sich nun Benedicks mit der Elektrizitätsleitung der Metall-Legierungen und behandelt zunächst das Problem derjenigen Legierungen, die aus einfachen Gemengen der Kristalle zweier Komponenten aufgebaut sind. Hier besteht bekanntlich die schon seit langem diskutierte und bisher ungelöste Frage, ob in diesen Fällen die Leitfähigkeit oder der Widerstand angenäherter eine lineare Funktion der Zusammensetzung sei. Zu dieser Frage habe ich in früheren Abhandlungen (siehe besonders dieses Jahrbuch **5**, 17—81, 1908) folgendes betont:

1. Es ist selbstverständlich, daß, wenn wir uns eine Legierung aufgebaut denken aus abwechselnden Plättchen der beiden Komponenten von gleichem Durchmesser, die alle normal zur Stromrichtung gestellt sind, dann der Widerstand des Gesamtgebildes eine lineare Funktion des Volumanteiles der beiden Komponenten ist (a. a. O. S. 36—37).

Umgekehrt ist in einer Legierung, die wie ein zusammengepreßtes Bündel von Drähten der beiden Komponenten aufgebaut ist, welches vom Strom in der Längsrichtung durchlaufen wird, die Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumanteiles der beiden Komponenten (a. a. O. S. 36—37).

2. In Legierungen mit fein verteilter regelloser Anordnung der Komponenten ist zweifellos genau genommen weder der Widerstand noch die Leitfähigkeit linear von dem Volumenverhältnis der beiden Bestandteile abhängig. Ich schlug damals die Betrachtung der Schach-

brettanordnung (a. a. O. S. 36), welche Benedicks in seiner Fig. 6 wieder heranzieht, zur Gewinnung eines ersten ungefähren Einblicks vor. Ich wählte diese Anordnung für die 50 volumprozentige Legierung, weil sie mir besonders einfach und der mathematischen Behandlung am leichtesten zugänglich schien. Es war für mich niemals zweifelhaft, daß diese Anordnung in keiner Weise der tatsächlichen Anordnung der Kristalle in Legierungsaggregaten entspricht. Benedicks hebt dies besonders hervor. (Ich bin also vollkommen damit einverstanden, wenn Benedicks im Anschluß an seinen später zu schildernden Versuch die Verschiedenheit zwischen der Schachbrettanordnung und den tatsächlichen Verhältnissen feststellt.) Ich hatte lediglich durch diese einfachste und in wirklichen Legierungen nicht realisierbare Anordnung die Möglichkeit einer ersten vorläufigen und ungefähren Orientierung über das Problem schaffen wollen. Es zeigte sich, daß es mathematisch nicht lösbar war. Trotz des einfachen Aufbaues müssen die Stromlinien einen sehr komplizierten Verlauf annehmen, worauf ich schon früher hingewiesen habe (a. a. O. S. 36, 37)[1].

3. Es war dabei meine persönliche, allerdings ganz unbewiesene Ansicht, daß die räumliche Anordnung der beiden Bestandteile solange belanglos oder doch nur von untergeordneter Bedeutung wäre, als kein Unterschied der Anordnung einerseits in der Stromrichtung und andererseits quer zu dieser vorliegt. Diese Voraussetzung scheint sich, wie wir sehen werden, in Benedicks' Versuch in überraschender Weise zu bestätigen.

4. An den experimentell durchgemessenen Legierungsreihen solcher Zweistofflegierungen, die einfach aus Gemengen der beiden reinen Komponenten aufgebaut sind, ergab sich bekanntlich, daß die Leitfähigkeit annähernd linear verlief. Dabei ist das Wort „annähernd" sehr zu betonen. Ich habe wiederholt darauf hingewiesen, daß nur, solange die Leitfähigkeiten der beiden Komponenten nicht allzuweit voneinander verschieden sind, diese annähernde Linearität aufrecht erhalten werden kann. In diesen Fällen kann man dann aber auch mit demselben Recht den Widerstand annähernd proportional setzen. Aus meinen damaligen Figuren 2 und 3, die hier als Figuren 1 und 2 beigegeben sind, und welche sich auf

1) Hier unterläuft Benedicks das Versehen, daß er S. 373 oben schreibt, ich hätte irrtümlich angenommen, daß die Stromlinien den Würfelseiten folgten. Diese ganz irreführende Annahme lag mir vollkommen fern. Ebenso folgen die Äquipotentialkurven als Orthogonaltrajektorien der Stromlinien nicht den Würfelkanten (a. a. O. Fig. 1).

einige Cadmiumlegierungen beziehen, die das wichtigste Tatsachenmaterial für die genannte Regel bilden, ist dies deutlich zu sehen. Benedicks hat mich zweifellos falsch verstanden, wenn er meint, ich habe die Linearität der Leitfähigkeit für heterogene Gemenge als ein strenges Gesetz angesehen. Die Linearität des Widerstandes ist durchschnittlich nicht schlechter und nicht besser erfüllt als diejenige der Leitfähigkeit (a. a. O. S. 42). Beide versagen gänzlich, so-

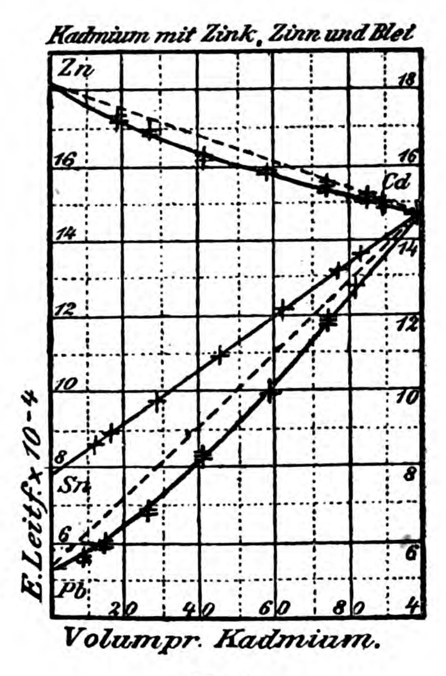


Fig. 1.

bald die Leitfähigkeitswerte der beiden Komponenten stärker verschieden werden (schon vom Verhältnis 1 : 3 an). Wie stark die Abweichungen werden können, zeigt die Fig. 3, welche für die Silber-Wismut-Legierungen die Leitfähigkeit einerseits in linearer Abhängigkeit darstellt und andererseits in der Kurvenform, die sich ergibt, wenn man den Widerstand linear annimmt. Hier stehen die Leitfähigkeiten im Verhältnis von 1 : 80.

Die Systeme Blei—Silber und Wismut—Silber zeichnen sich einerseits durch den außerordentlichen Leitfähigkeitsunterschied der beiden

Komponenten, andererseits dadurch aus, daß sie weder Mischkristalle noch Verbindungen bilden und sie sind in der Beziehung die einzigen bekannten Metallpaare dieser Art mit außerordentlicher Verschiedenheit der Leitfähigkeit beider Komponenten. Seit langen Jahren plante ich

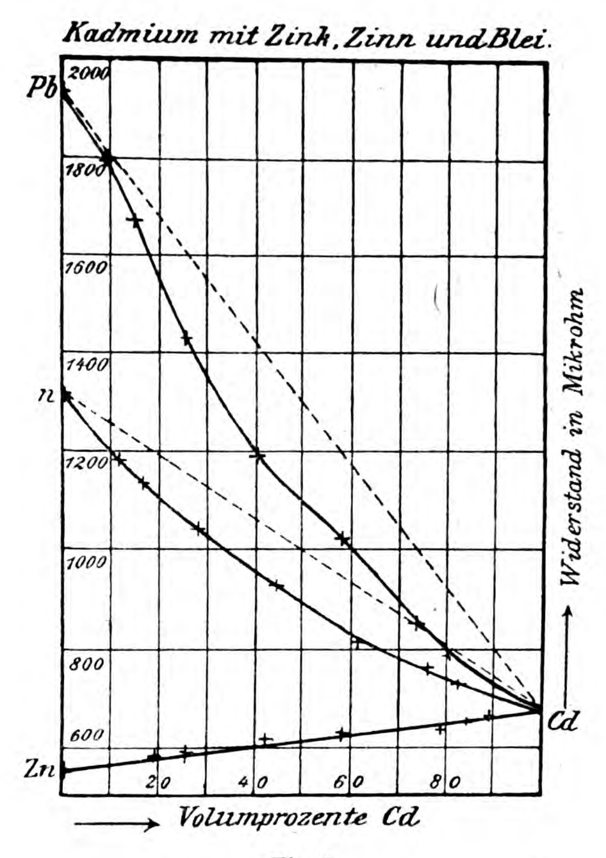


Fig. 2.

deshalb die sehr einfachen Untersuchungen der Leitfähigkeit dieser beiden Systeme, da ich aber auch heute wegen zu zahlreicher drängender anderer Arbeiten keine Möglichkeit sehe, diesen Plan in absehbarer Zeit durchzuführen, möchte ich diese entscheidenden Untersuchungen meinem Kollegen Benedicks sehr warm ans Herz legen.

Benedicks tut nun den interessanten Schritt, meine Schachbrett-

anordnung durch eine Anordnung von Kreisscheiben, die zentrisch innerhalb von größeren Quadraten angeordnet sind, zu ersetzen[1]).

Benedicks hat durch diese neue Anordnung den wesentlichen Vorteil, daß er dem tatsächlichen Aufbau gewisser Legierungen wesentlich näher kommt. Es sind das vorwiegend solche Legierungen, in denen entweder ein Metalloid oder eine intermetallische Verbindung primär ausgeschieden ist, während ein niedrig schmelzendes Metall

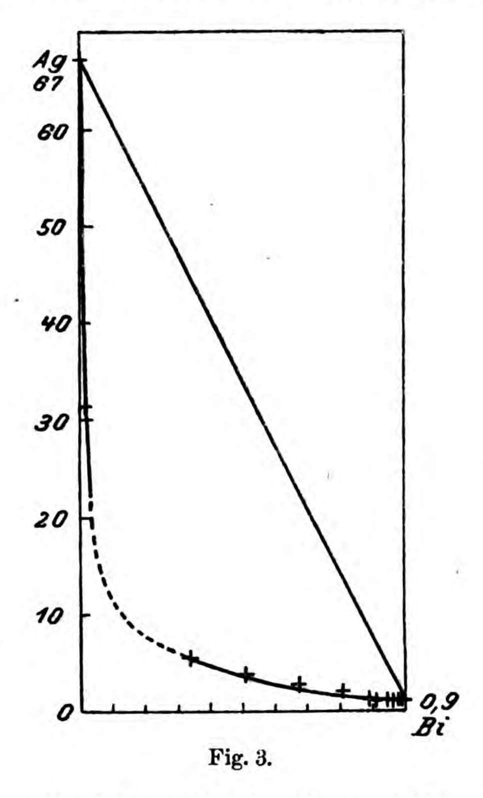


Fig. 3.

an Stelle eines Eutektikums die Grundmasse bildet. Leider liegen bisher Leitfähigkeitsuntersuchungen solcher Systeme allerdings nicht vor.

Benedicks ahmt nun Systeme aus zwei Metallen, von denen das eine in Form von Scheiben in das andere eingelagert ist, nach.

1) Alle diese Betrachtungen sind zunächst in der Ebene gegeben. Der notwendige Übergang zum Raume hat aber auch nach meiner Meinung keine Schwierigkeiten. Wir erhalten dann Kugeln im Innern von Würfeln.

Durch verschiedene Dicke der Scheiben bildet er gewissermaßen Material von schlechterer bzw. besserer Leitfähigkeit der Masse nach. Solange diese Scheiben gemäß ihrer Dicke nicht zu sehr aus der Gesamtoberfläche seines künstlichen Leitkörpers herausragen oder andererseits nicht zu tief darin versenkt sind, wird dieses künstliche System zweifellos gut funktionieren. Aber gerade in eben diesen Systemen, in denen die Leitfähigkeiten der Komponenten einander nahestehen und die diesen eben besprochenen Modellen von Benedicks entsprechen, sind ja ohnehin die Abweichungen von der Linearität nicht beträchtlich. Dagegen ist in den Systemen mit sehr verschiedener Leitfähigkeit der Komponenten, bei denen das Problem schwierig wird, auch das Benedickssche Versuchsmodell bedenklich. Man denke an die Fälle, wo die eingelagerten Scheiben die etwa achtzigfache Dicke haben müßten, wie die übrige Platte! Dies würde z. B. der Fall sein, wenn man die Silber-Wismut-Legierungen durch Benedicks' schematisches Modell nachahmen wollte. Dann muß eine außerordentliche Verzerrung der Stromlinien und ein Zusammendrängen an den Berührungskanten die Resultate höchst bedenklich beeinträchtigen.

Benedicks fand nun als Ergebnis seines Versuches, daß bei Einlagerung einer gut leitenden Scheibe in eine weniger gut leitende Platte weder die Leitfähigkeit noch der Widerstand linear war. Es stellte sich ein gewisser Kompromiß ein, bei dem der Widerstand sich der Linearität enger anschloß. Dies entspricht durchaus meiner wiederholt geäußerten Voraussage, und den in Fig. 1 und 2 vorliegenden Tatsachen.

Gleichzeitig hat Benedicks auch meine Schachbrett-Anordnung gemessen und das sehr bemerkenswerte Resultat erhalten, daß sie genau dieselben Werte lieferte wie seine eigene Anordnung.

Benedicks sagt nun, da einerseits in Legierungen solcher Art die Leitfähigkeit eine lineare Funktion sei, andererseits in seiner Versuchsanordnung, ebenso wie in meiner Schachbrettanordnung, sich für die Leitfähigkeit keine lineare Funktion ergeben habe, so entspräche folglich weder seine noch meine Anordnung den tatsächlichen Verhältnissen in Legierungen.

Hier steckt nun ein mir sehr wichtig scheinendes Versehen. Denn die Voraussetzung, von der Benedicks ausgeht, trifft wie gesagt, nicht zu. Die Leitfähigkeit ist nur bei nicht zu großer Verschiedenheit der Leitfähigkeit der beiden Komponenten und nur angenähert linear. Wenn sich die Leitfähigkeiten wie 1 : 2 verhalten, wie in Benedicks'

Beispiel, dann müssen wir schon auf recht deutliche Abweichungen gefaßt sein, die sich sehr wohl mit dem von Benedicks gemessenen decken können. Es besteht also gar kein Gegensatz zwischen der gegebenen theoretischen Regel und Benedicks Resultaten und man muß also aus dem Versuch folgendes ableiten: Die Leitfähigkeit ist weder in den tatsächlichen Legierungen, noch in dem künstlich nachgebildeten Versuch, sei es nach Benedicks', sei es nach meiner Anordnung, genau linear. Aus der Übereinstimmung ergibt sich, daß, obwohl die Schachbrettanordnung dem tatsächlichen Aufbau der Legierungen absolut nicht, und obwohl die Benedickssche Anordnung dem tatsächlichen Aufbau nur in sehr wenigen, bisher nicht untersuchten Systemen entspricht, die Ergebnisse übereinstimmen. Daraus würde dann zu folgern sein, daß der von Benedicks gefundene Kurvenverlauf eine allgemein gültige Annäherung darstellt, welche unabhängig vom inneren Gefüge der Legierungen zutreffend bleibt, solange nur die Anordnung längs der Stromrichtung dieselbe ist wie quer dazu.

Sehr wichtig ist Benedicks' Resultat, daß sofort Abweichungen erhalten wurden, wenn in der Stromrichtung andere Ausdehnungen vorlagen als in der Querrichtung. Das entspricht durchaus den in Abs. 1, S. 277 genannten Grundregeln.

Soweit wäre nun alles sehr einfach. Nun hat aber Benedicks gefunden, daß, wenn eine weniger gut leitende Platte in eine besser leitende Grundmasse eingebettet ist (umgekehrt also wie im vorigen Fall), wenn also der besser leitende Bestandteil eine zusammenhängende Masse bildet, dann die Leitfähigkeit sich der Linearität sehr anzunähern scheint, ihr jedenfalls viel näher kommt als der Widerstand. Die Versuche sind an einem System ausgeführt, in dem die Leitfähigkeiten der beiden Komponenten sich wie 2:3 verhalten. Hier muß man also von vornherein eine viel bessere Anschmiegung an die Linearität erwarten als im vorigen Fall, wo das Verhältnis 1:2 war. Aus diesem Grunde halte ich dieses zweite Experiment noch nicht für entscheidend. Bestätigt sich sein Ergebnis auch in anderen, deutlicheren Fällen, so wird man von der vorher gegebenen ersten allgemeineren Gesetzmäßigkeit eine Ausnahme schaffen müssen, für diejenigen Fälle, wo der besser leitende Bestandteil in sich zusammenhängt[1]).

1) Ob auch der andere Bestandteil in gleicher Weise in sich zusammenhängt, bezeichnet Benedicks wohl mit Recht als gleichgültig.

Prüft man nun aber diese von Benedicks aufgestellte Regel mit den bisher bekannten Tatsachen, so wird man zu allerhand Bedenken geführt. Eine besonders gute Anschmiegung zeigt die in Fig. 1 dargestellte Leitfähigkeitskurve der Zinn-Zink-Legierungen. In diesen Legierungen bildet aber keineswegs die besser leitende Komponente zusammenhängende besser leitende Fäden. In Fig. 4 ist das Gefüge einer Legierung mit 50 Proz. Cadmium dargestellt.

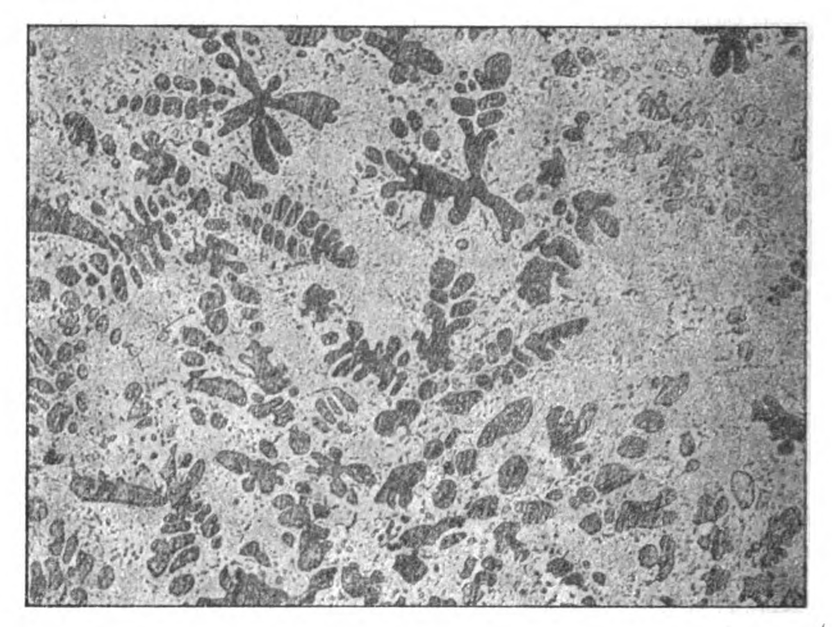


Fig. 4.
Legierung aus 50 Proz. *Cd*, 50 Proz. *Sn*, geätzt mit Salpetersäure.
150mal vergr.

Hier haben wir also eine besonders gute Linearität der Leitfähigkeit, ohne daß die Benedickssche Vorbedingung dafür erfüllt sei. Auf der anderen Seite haben wir eine besonders starke Abweichung bei den Silber-Wismut-Legierungen, deren Leitfähigkeit in Fig. 5 dargestellt war. Gerade in diesen Legierungen aber ist Benedicks' Vorbedingung erfüllt, hier bildet das gut leitende Silber in sich zusammenhängende weit verästelte sog. Dendriten innerhalb der schlecht leitenden Grundmasse eines wismutreichen Eutektikums.

Ich kann eine genaue Untersuchung der Silber-Wismut-Legierung in bezug auf ihre Leitfähigkeit also Herrn Benedicks auch aus diesem Grunde nur von neuem dringend empfehlen. Es sei auch darauf hingewiesen, daß es möglich ist, durch mechanische Bearbeitung die Dendritenstruktur des Silbers zu zerstören und dasselbe in isolierte Körnchen überzuführen. Dadurch müßte dann eine wesentliche Veränderung der Leitfähigkeit entstehen, die auch noch bleiben müßte,

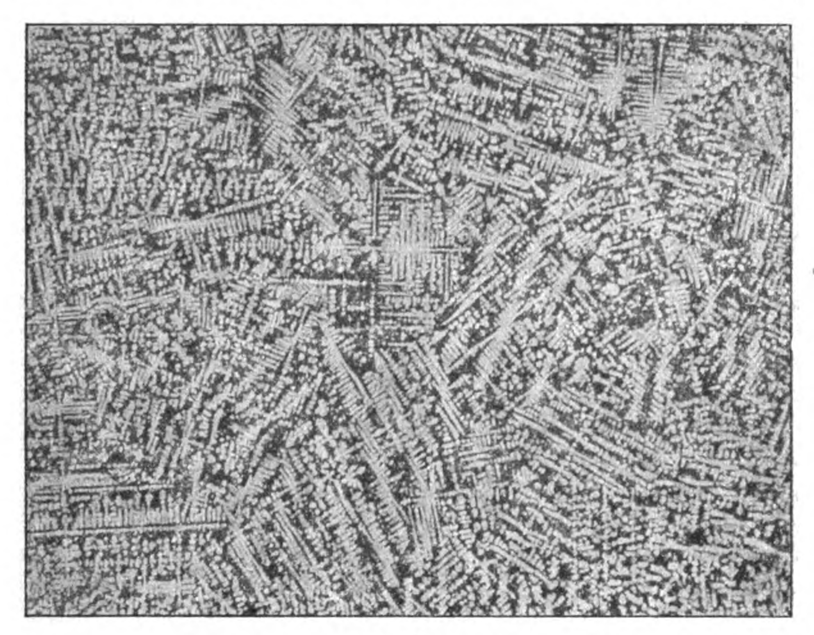


Fig. 5.
Legierung aus 50 Proz. *Ag*, 50 Proz. *Bi*, geätzt mit $FeCl_3$.
36 mal vergr.

nachdem die durch die Bearbeitung erfolgte sog. Verfestigung, welche ebenfalls die Leitfähigkeit verändern würde, durch Ausglühen aufgehoben worden ist.

Jedenfalls ist bislang so viel klar, daß falls auch bei Systemen mit größerem Leitfähigkeitsunterschied der Komponenten in gewissen Fällen die Leitfähigkeit sich als genau linear darstellen sollte (wie es Benedicks bei geringer Leitfähigkeitsverschiedenheit einmal[1]) fand)

1) Bei außerdem nicht einwandfreiem Versuchsprinzip.

dann jedenfalls die von Benedicks gegebene Erklärung nicht angewendet werden kann.

Über die weiteren Ausführungen von Benedicks ist hiernach nicht viel zu sagen. Benedicks macht zunächst den sehr verdienstvollen Nachweis, daß, wenn in einer binären Legierung die spezifische Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumprozentgehaltes ist, dann die atomare Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Atomprozentgehaltes sein muß. Wir können also später einmal die für die spezifische Leitfähigkeit dargestellten Gesetze zweifellos auf diese neue Form übertragen. Das ist von großer Bedeutung angesichts der von Benedicks selbst hervorgehobenen Vorzüge der atomaren Leitfähigkeit.

Schließlich geht Benedicks dazu über, Berechnungen des Zusatzwiderstandes bei Mischkristallreihen anzustellen. Er stellt statt der von Liebenow und mir vorgeschlagenen Formel eine andere ein, die er durch Vergleich mit verschiedenen in der Literatur vorhandenen Messungen prüft. Bei Silber—Gold erreicht seine Formel gute Übereinstimmung, wie aber auch die anderen Formeln. Bei Gold—Kupfer scheint ihm seine Formel ein wenig besser zu passen. Hier teilt er aber die Einzelheiten nicht mit. Beim System Kupfer—Nickel endlich erzielt er eine zweifellos bessere Übereinstimmung als Liebenow. Aber auch dieser letztere Fall kann noch keineswegs als ein Beweis gelten, und zwar aus zwei Gründen:

Erstens erhält man doch den Zusatzwiderstand immer nur durch Subtraktion des „berechneten“ von dem beobachteten. Gerade der „berechnete“ ist aber nach dem Vorhergesagten hier noch vollkommen unberechenbar, weil wir gerade im System Kupfer—Nickel ein System mit sehr beträchtlichen Verschiedenheiten der Leitfähigkeit der beiden Komponenten vor uns haben. Sie verhalten sich wie 1:8.

Zweitens bilden Kupfer und Nickel zwar bei der Erstarrung im Schmelzfluß eine unterbrochene Mischkristallreihe, bei Zimmertemperatur, bei welcher die Messungen ausgeführt wurden, ist aber diese Mischkristallreihe in zwei getrennte Reihen: eine magnetisierbare und eine unmagnetisierbare zerfallen, zwischen denen bei gewöhnlicher Temperatur eine Lücke klafft. Eine kontinuierliche Kurve von 0 bis 100 kann also hier gar nicht betrachtet und berechnet werden.

Das ganze Problem des Zusatzwiderstandes muß also nach wie vor zurückgestellt werden, bis die Frage des normalen Widerstandes bei Abwesenheit von Mischkristallbildung zuvor geklärt worden ist. Ist dies einmal geschehen, dann möchte ich Herrn Benedicks die Unter-

suchungen der binären Systeme, etwa Platin—Kupfer, Platin—Gold, Palladium—Kupfer, Palladium—Silber und Palladium—Gold empfehlen, welche einerseits wirklich in allen Verhältnissen eine einzige Mischkristallreihe bei gewöhnlicher Temperatur zu bilden scheinen und bei denen auch die Leitfähigkeit der beiden Komponenten genügend weit voneinander verschieden ist, um einen wirklichen Prüfstein abzugeben.

Wenn die so lehrreichen Forschungen Benedicks durch eine zu strenge Auffassung von dem Gesetz der Linearität der Leitfähigkeit bei Abwesenheit von Mischkristallen — vielleicht nicht ganz durch meine eigene Schuld — in Gefahr waren, zu irreführenden Schlußfolgerungen abgelenkt zu werden, so lag mir um so mehr daran, die Voraussetzungen richtigzustellen und zugleich durch einige Hinweise auf das Raumgefüge der in Frage kommenden Legierungen zu einer möglichst erfolgreichen Weiterentwicklung der Benedicksschen Studien beizutragen.

Nachtrag.

Nach Abfassung der vorstehenden Arbeit wurde ich auf zwei weitere Abhandlungen über denselben Gegenstand, und zwar von Lichtenecker (Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, **14**, 466—470, 1917) und von Benedicks (ebendort 470—487) aufmerksam.

Zuerst weist Lichtenecker in Beantwortung des auch von mir in den vorstehenden Zeilen besprochenen Aufsatzes von Benedicks erneut darauf hin, daß entgegen dem von Benedicks abgeleiteten Ergebnis in Legierungen, die aus heterogenen Gemengen der reinen Komponenten bestehen, weder die Leitfähigkeit noch der spezifische Widerstand genau eine lineare Funktion sind. Er leitet dann weiter eine gute Übereinstimmung seiner eigenen Werte mit denen nach einer Theorie von Maxwell berechneten ab.

Hierauf antwortet Benedicks nun im zweiten Aufsatz. Zunächst teilt er in sehr dankenswerter Weise das ausführliche, zahlenmäßige Versuchsmaterial mit, und wir erfahren daraus folgendes: die Genauigkeit der Messungen selbst beträgt gemäß der Übereinstimmung der unter gleichen Umständen wiederholten Messungen 0,1 Proz. Dezentrierte Lage der innerhalb des quadratischen Flächenelementes eingelagerten Kreisscheibe bewirkte Änderungen der Leitfähigkeitswerte bis zu etwa 2 Proz. und ferner Drehung einer an Stelle der runden eingesetzten viereckigen Einlage Änderungen etwa von derselben Größenordnung. Ganz besonders wichtig ist die Feststellung, daß, wenn der Ausschnitt weder eine kreisrunde noch eine quadratische, sondern eine

langgestreckte Form hatte, dann seine Drehung größere Abweichungen, bis zu 14 Proz. (!) hervorrief. Diese hohe Zahl ist um so bedeutungsvoller, als es sich um Prozente des gesamten Leitfähigkeitswertes handelt, und nicht um Prozente der Differenz zwischen der berechneten und tatsächlich gefundenen Leitfähigkeit. In dem von Benedicks untersuchten Beispiel würde bei dem einer 50proz. Legierung entsprechenden Modell die Leitfähigkeit, linear angenommen, den Wert 13,7 besitzen, dagegen, wenn man den Widerstand als lineare Funktion ansieht, den Wert 12 annehmen, also etwa um 13 Proz. kleiner als der erste Wert sein. Diese 13 Proz. sind also der äußerste Betrag, innerhalb dessen die Werte schwanken können, je nachdem ob die Leitfähigkeit oder der Widerstand mit größerer Annäherung als linear angesehen werden könnte. So gewinnen Schwankungen um 2 Proz. des Gesamtwertes schon große Bedeutung. Benedicks hat nun weiter eine Leitfähigkeit von 11,4 gemessen, also einen Wert der um 16 Proz. kleiner ist, als der erstgenannte, und noch außerhalb der eben beschriebenen Grenzen liegt. Hier ist also etwas in Erscheinung getreten, was jenseits des ursprünglichen Systems liegt und seine Ursache entweder in einem versteckten experimentellen Fehler, oder in einer unerwarteten und bislang unaufgeklärten Zusatzerscheinung haben muß.

So ist es dann auch nicht zu verwundern, wenn Benedicks im weiteren Text seiner Abhandlung nachweist, daß Lichteneckers theoretische Berechnungen nicht mit dem von ihm (Benedicks) gemessenen Werte übereinstimmt.

Benedicks verweist dann weiter darauf, daß Mathiessen selbst in seinen klassischen Arbeiten, die soviel wertvolles experimentelles Material zusammentrugen, die Leitfähigkeit als lineare Funktion der Volumkonzentration bezeichnet habe. Er betont, daß von den 5 hierher gehörigen, von Mathiessen untersuchten, binären Legierungsreihen drei tatsächlich auch nach meinen eigenen Worten sehr exakt die Linearität gezeigt hätten. In den beiden anderen Fällen, wo stärkere Abweichungen vorlagen, führt Benedicks diese auf geringe Mischkristallbildungen zwischen den Komponenten zurück. Das ist an sich sehr wohl möglich. Aber ich bleibe nach wie vor dabei, daß es nicht wohl angängig ist, auf Grund dieser drei von 5 Fällen ein allgemeines Gesetz über strenge Linearität der Leitfähigkeit heterogener Kristallgemenge aufzustellen, und zwar deshalb nicht, weil in diesen drei Metallpaaren die Leitfähigkeiten der reinen Komponenten so wenig voneinander verschieden sind, daß es im ganzen nur wenige Prozent

ausmacht, ob man die Leitfähigkeit oder den Widerstand linear annimmt. Ich komme darauf noch etwas weiter unten zu sprechen. Es hat, wie mir scheint, keinen Zweck, über diese Fälle eingehend zu diskutieren, wo doch immer die Versuchsfehlergrenzen mit den maximalen Abweichungen der einen Theorie von der anderen sehr eng zusammenfallen. Ich komme wieder auf meinen Vorschlag zurück, die ganze Diskussionsfrage zu erledigen durch experimentelle Untersuchung der beiden Legierungsreihen, die allein für das vorliegende Problem entscheidend sein können, nämlich Blei—Silber und Blei—Wismut. Es ist gewiß möglich, daß auch in diesen Metallpaaren die beiden Komponenten bis zu einem gewissen kleinen Betrage miteinander bisher übersehene Mischkristalle zu bilden vermögen. Nimmt man aber etwa eine Legierung von Silber mit 2 Proz. Blei oder Wismut und umgekehrt, Blei mit 2 Proz. Silber, oder Wismut mit 2 Proz. Silber als End- und Ausgangspunkte der beiden Legierungsreihen, so ist in denselben eine weitere Mischkristallbildung völlig ausgeschlossen und die Untersuchung innerhalb der genannten Konzentrationsgrenzen beider Reihen muß zeigen, ob und wie weit Leitfähigkeit oder Widerstand linear sind.

Und damit komme ich zu der völlig anderen Frage, was theoretisch zu erwarten sei. An mein Schachbrettmodell möchte ich mich dabei in keiner Weise klammern. Es sollte nur dazu dienen die Schwierigkeit des so einfach scheinenden Problems selbst unter den allereinfachsten Annahmen zu zeigen. Ich habe von vornherein keinen Zweifel darüber gelassen, daß seine Anordnung keineswegs dem inneren Aufbau heterogener Legierungen entspricht. Ich halte selbst Benedicks' Modell für die weitere experimentelle Behandlung des Problems für sehr viel günstiger, wenn auch noch keineswegs für theoretisch einwandfrei. Aber ich halte daran fest, daß das Modell deutlich zeigt, daß wir bei quasiisotoper Körnung — d. h., wenn das heterogene Gemenge genügend feinkörnig und die Ausdehnung der Körner in der Stromrichtung durchschnittlich keine andere ist, als quer zu derselben, — keine exakt lineare Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Volumkonzentration erwarten können. Nach Benedicks' Worten habe ich das „sich selbst widersprechende Resultat", daß bei geringem Leitfähigkeitsunterschied der Komponenten in den binären Reihen sowohl der Widerstand wie die Leitfähigkeit angenähert linear angenommen werden könnten, „leider nicht eingehend diskutiert". Benedicks mag darin recht haben, und ich hole dies also hiermit nach: Ein Metall, A, mit der Leitfähigkeit 61 möge legiert werden mit drei einzelnen Metallen B, C und D, deren Leitfähigkeit 1, 31 und

	Leitfähigkeit linear angenommen	Widerstand bei linearer Leitfähigkeit	Widerstand linear angenommen	Leitfähigkeit bei linearem Widerstand
Metall *A*	61	0,0164	0,0164	61,0
10 Proz. *B*	55	0,0182	0,115	8,70
20 „ „	49	0,0204	0,213	4,70
30 „ „	43	0,0233	0,311	3,22
40 „ „	37	0,0270	0,410	2,44
50 „ „	31	0,0323	0,508	1,97
60 „ „	25	0,0400	0,607	1,65
70 „ „	19	0,0527	0,705	1,42
80 „ „	13	0,0770	0,803	1,25
90 „ „	7	0,1430	0,902	1,11
100 „ „	1	1,0000	1,000	1,00
10 Proz. *C*	58	0,0173	0,0180	55,6
20 „ „	55	0,0182	0,0196	51,0
30 „ „	52	0,0193	0,0212	47,2
40 „ „	49	0,0204	0,0228	43,8
50 „ „	46	0,0217	0,0244	41,0
60 „ „	43	0,0233	0,0260	38,5
70 „ „	40	0,0250	0,0276	36,3
80 „ „	37	0,0270	0,0292	34,3
90 „ „	34	0,0294	0,0308	32,5
100 „ „	31	0,0323	0,0323	31,0
10 Proz. *C*	60	0,0167	0,01672	59,8
20 „ „	59	0,0170	0,01704	58,7
30 „ „	58	0,0173	0,01736	57,6
40 „ „	57	0,0175	0,01768	56,6
50 „ „	56	0,0179	0,01800	55,6
60 „ „	55	0,0182	0,01832	54,6
70 „ „	54	0,0185	0,01864	53,6
80 „ „	53	0,0189	0,01896	52,8
90 „ „	52	0,0193	0,01928	51,9
100 „ „	51	0,0196	0,0196	51,0

51 betragen. (Die Zahlen sind willkürlich so gewählt, daß die Rechnung möglichst einfach sich gestaltet, und daß sie andererseits sich den tatsächlichen Verhältnissen gut anschließt. Das Ausgangsmetall könnte Silber, die Zusatzmetalle Wismut, Aluminium und Gold sein. Die entstehenden Legierungsreihen sind allerdings in Wirklichkeit nur im ersten Falle frei von Mischkristallen und Verbindungen.) Die

Leitfähigkeiten linear angenommen, geben dann die drei in Fig. 6 wiedergegebenen geraden Linien. Nimmt man aber die Widerstände linear an, so folgen aus der beigegebenen Tabelle für die Leitfähigkeitswerte drei Zahlenreihen, die den drei gekrümmten Kurven der Fig. 6 entsprechen. Man sieht im Falle 1 eine außerordentlich starke, im Falle 2 eine geringere und im Falle 3 eine minimale Abweichung. Das Umgekehrte zeigt Fig. 7 für die Widerstandswerte. Man sieht sehr deutlich, daß im Falle 3, selbst wenn man den Widerstand streng linear annimmt, die Leitfähigkeit angenähert linear

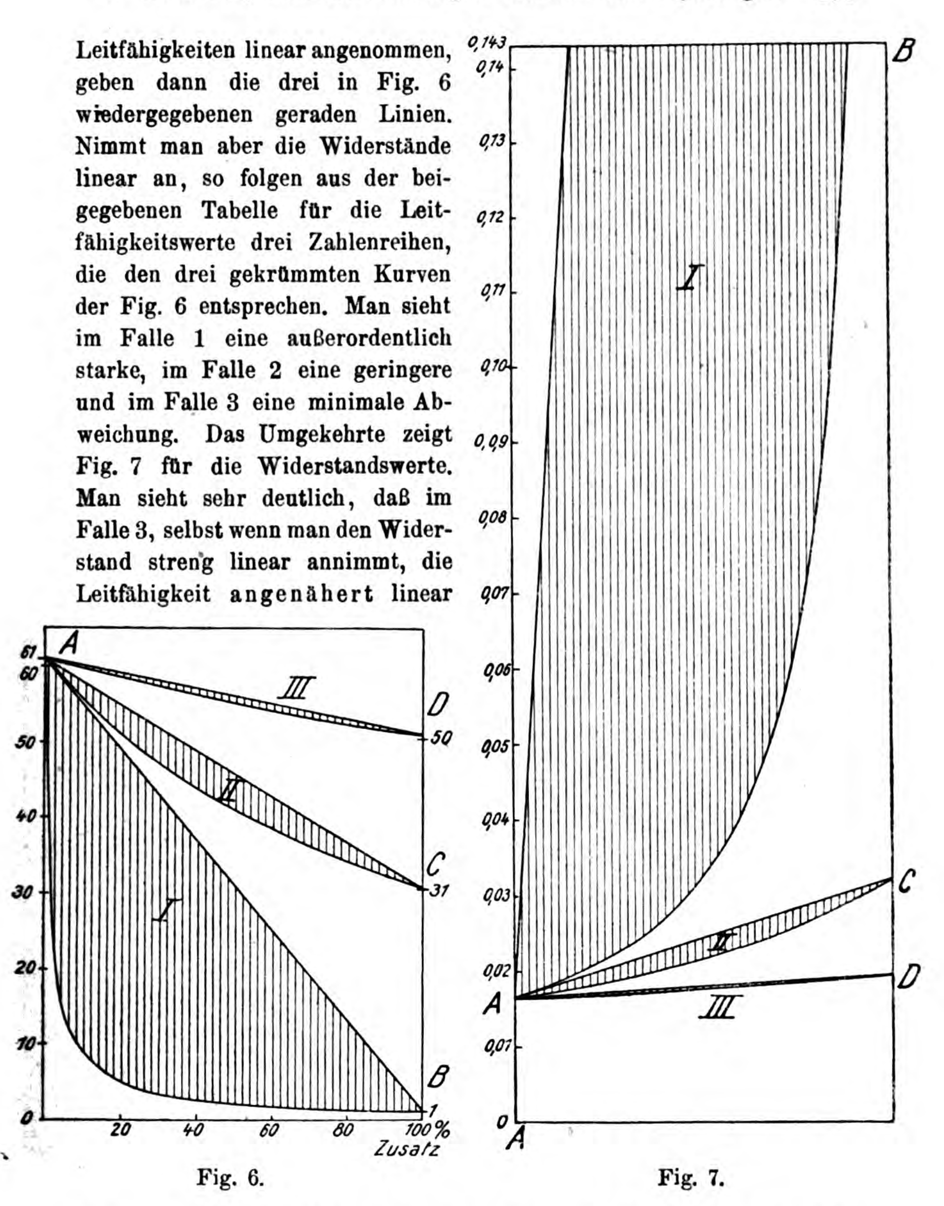


Fig. 6.

Fig. 7.

bleibt, und umgekehrt, daß also sehr wohl beide gleichzeitig angenähert linear erscheinen können. Was zu beweisen war.

Ich verbleibe deshalb bei folgenden Hauptsätzen:

1. Theoretisch ist nicht zu erwarten, daß die Leitfähigkeit heterogener Gemenge exakt linear verlaufen kann.

2. Die Abweichung wird um so größer, je verschiedener die Leitfähigkeit der beiden Komponenten ist.

3. Langstreckung der beiden Kristallarten in Richtung des Stromes nähert die Leitfähigkeitskurve dem linearen Verlauf; Anordnung in Scheiben normal zur Stromrichtung nähert umgekehrt den Widerstand dem linearen Verlauf. (Dies wird besonders gestützt durch das erwähnte von Benedicks neu mitgeteilte Zahlenmaterial, wonach bei Wahl einer langgestreckten Einlagescheibe in das Grundquadrat Drehung derselben enorme Unterschiede verursacht.)

4. Der Annahme von Benedicks, daß die Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumverhältnisses werde, wenn in einem heterogenen Aggregat der besser leitende Bestandteil ein zusammenhängendes Ganzes bildet, steht die Tatsache entgegen, daß wir sehr große Abweichungen von der Linearität haben im System Silber-Wismut, wo die obige Bedingung erfüllt ist und daß umgekehrt in den Fällen, wo eine strenge Linearität experimentell gefunden geworden zu sein scheint, ein solches Zusammenhängen des besser leitenden Bestandteiles nicht vorliegt.

(Eingegangen 15. Dezember 1920.)

Zur Elektrizitätsleitung in metallischen Aggregaten.

Von **Carl Benedicks.**

(Mit 2 Figuren.)

Durch das Entgegenkommen meines geehrten Freundes W. Guertler wurde ich in die Lage gesetzt seinen Aufsatz „Beiträge zur Kenntnis der Elektrizitätsleitungen in Metallen und Legierungen" im Korrekturabzug zu lesen[1]). Der Aufsatz beschäftigt sich wesentlich mit einem gleichnamigen Aufsatz[2]) von mir, der vor einigen Jahren publiziert wurde. Es ist mir eine große Freude zu finden, daß mein mit der metallischen Elektrizitätsleitung so vertraute Collega sich meinen Ausführungen über die atomare Leitfähigkeit in vollem Umfange anschließt, und auch andere Resultate derselben Arbeit, wie die Erklärung der

1) W. Guertler, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **17**, 276, 1921.
2) C. Benedicks, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **13**, 351, 1916.

Diskontinuität des supraleitenden Zustandes, als außerordentlich einleuchtend bezeichnet.

Prinzipielle Bedenklichkeiten werden aber von Guertler vorgeführt, wenn es sich um meine Methode handelt, die Leitfähigkeit regelmäßig gebauter metallischer Aggregate experimentell zu bestimmen[1]). Diese Bedenklichkeiten veranlassen Guertler das experimentelle Resultat meiner diesbezüglichen experimentellen Bestimmungen anzuzweifeln.

Ehe auf diese Frage eingegangen wird, muß jedoch zuerst ein kleines Mißverständnis geklärt werden. Guertler schreibt in einer Fußnote: „Hier unterläuft Benedicks das Versehen, daß er S. 373 oben schreibt, ich hätte irrtümlich angenommen, daß die Stromlinien den Würfelseiten folgten. Diese ganz irreführende Annahme lag mir vollkommen fern". Was ich Seite 373 geschrieben hatte, war folgendes. „Die Berechnung konnte nicht aufgeführt werden, da sie sich als ein kompliziertes und bislang ungelöstes mathematisches Problem herausstellt (die Stromlinien folgen nämlich nicht den Würfelseiten, wie nach W. Guertler in Fig. 6 angegeben)."

Ich bedaure, daß hier eine sprachliche Ungenauigkeit vorliegt, indem bei der Übersetzung drei Worte in der Parenthese weggefallen sind; die Parenthese soll folgendermaßen lauten: „die Stromlinien folgen nämlich nicht den Würfelseiten, sondern verlaufen so wie nach W. Guertler in Fig. 6 angegeben". Es lag mir vollständig fern, in irgendwelcher Weise zu vermuten, daß es Guertler fremd wäre, daß die Stromlinien sozusagen in den besser leitenden Bestandteil eingesaugt werden; ich konnte mich ja auf die von Guertler gegebene Figur stützen.

Was nun die theoretischen Voraussetzungen, welche von Guertler als Grundlage einer Beurteilung der Leitfähigkeit der Aggregate benutzt werden, betrifft, lauten sie in erster Linie folgendermaßen: „1. Es ist selbstverständlich, daß, wenn wir uns eine Legierung aufgebaut denken aus abwechselnden Plättchen der beiden Komponenten von gleichem Durchmesser, die alle normal zur Stromrichtung gestellt sind, dann der Widerstand des Gesamtbildes eine lineare Funktion des Volumanteiles der beiden Komponenten ist.

Umgekehrt: ist eine Legierung wie ein zusammengepreßtes Bündel von Drähten der beiden Komponenten aufgebaut, welches vom Strom in der Längsrichtung durchlaufen wird, so ist die Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumanteiles der beiden Komponenten."

---

1) C. Benedicks, ibid. S. 372; **14**, 470, 1917.

Es ist wohl als eine reine Geschmacksache zu bezeichnen, wenn es als „selbstverständlich“ angegeben wird, daß im ersten Falle, wo die Plättchen alle normal zur Stromrichtung gestellt sind, der Widerstand eine lineare Funktion des Volumprozentes sein muß. Ich würde es vorziehen diese Tatsache darauf zurückzuführen, daß die Stromlinien durchgehend gerade Linien sein müssen, und daß also die geläufige Formel des Widerstandes eines gleich dicken Leiters ohne weiteres zu benützen ist.

Wenn nun weiter als zweiter Grenzfall vorausgesetzt wird, daß das Aggregat aus zur Stromrichtung parallelen isolierten Drähten besteht, dann ist es zweifellos richtig, daß die Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumprozentes darstellen muß. Für die Legierungen hat aber dieser Spezialfall von isolierten Drähten kein Interesse: diejenigen Bestandteile die in den metallischen Legierungen vorkommen, sind ja keineswegs isoliert. Der einzige Fall, welcher uns hier interessiert, ist derjenige, wo die in der Stromrichtung gestreckten Leiter unisoliert sind. In diesem Falle verlaufen die Stromlinien keineswegs geradlinig: sie müssen im Gegenteil mehr oder wenig stark in dem besser leitenden Bestandteil eingesaugte Kurven darstellen, ganz wie im oben erörterten Falle.

In graphischer Darstellung würde sich dieser Fall etwa wie in der Fig. 1 gezeichnet darstellen. Durchaus fehlerhaft wäre es in diesem Falle von der Ausbauchung der Stromlinien abzusehen. Aus diesem Verlauf der Stromlinien geht es notwendigerweise hervor, daß dem Aggregat ein besseres Leitvermögen zukommen muß, als dasjenige, welches für isolierte Drähte gilt — welches ja eine lineare Funktion ist des Volumanteiles der beiden Komponenten.

Um dies näher zu erläutern, sei folgendes hinzugefügt: Wenn, wie bei Guertlers Schachmodell, wie er selbst hervorhebt, die Stromlinien den Würfelkanten nicht folgen — wie es bei isolierten Würfeln eintreffen würde — sondern in den besseren Leiter eingesaugt werden, muß dies darauf zurückgeführt werden, daß dadurch der Gesamtwiderstand vermindert wird (wie auch die entwickelte Joulewärme, in Übereinstimmung mit dem Prinzip der geringsten Arbeit).

Wenn nun nicht Würfel, sondern gestreckte Leiterstücke zweier Metalle I und II vorliegen, deren Enden beiderseitig auf demselben Potential gehalten werden, und die Leiterstücke der Länge nach im Kontakt stehen, dann wird Collega Guertler sicher zugeben, daß es auch in diesem Falle „eine ganz irreführende Ausnahme“ wäre, wenn man annehmen würde, daß die Stromlinien den Begrenzungsflächen

folgten; im Gegenteil müssen auch in diesem Falle die Stromlinien in die besser leitenden Leiterstücke II teilweise eingesaugt werden (Fig. 1). Dadurch muß auch hier der Widerstand vermindert werden, und wir können also in unserm Falle mit Sicherheit schließen, daß durch das Vorhandensein des Kontaktes zwischen den zwei Leiterstücken verschiedener spezifischer Leitfähigkeit die resultierende Leitfähigkeit eine größere wird, als wenn die Leiterstücke in der Hauptstromrichtung isoliert sind.

Also bekommen wir in graphischer Darstellung für diesen Fall der unisolierten, zur Stromrichtung parallelen Drähte eine Kurve etwa

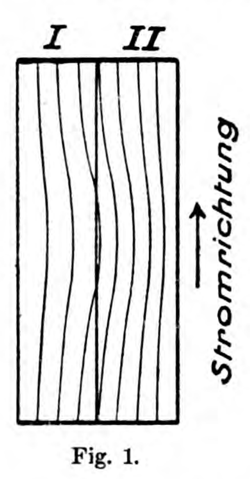


Fig. 1.

wie A in Fig. 2, die höher liegen muß als die gerade Linie B, welche die Punkte der Leitfähigkeiten der beiden Komponenten verbindet.

Dem zuerst besprochenen Grenzfalle der zur Stromrichtung normalen Platten — wo ja der Widerstand des Aggregates eine lineare Funktion ist — entspricht eine Leitfähigkeitskurve etwa wie C. Zwischen diese beiden Grenzkurven A und C müssen nun unbedingt die Leitfähigkeitswerte der tatsächlichen Legierungen fallen.

Wir ersehen also, daß wenn nur die Tatsache der Ausbauchungen der Kraftlinien in dem besser leitenden Bestandteil berücksichtigt wird, es sofort einleuchtend wird, daß ein linearer Verlauf, Linie B, durchaus möglich ist. Es besteht demnach m. E. nicht die geringste Veranlassung die Möglichkeit eines lineares Verlaufes der Leitfähigkeit zu bestreiten.

Wenn also schon von Matthiesen gefunden wurde, daß in gewissen Fällen (besonders bei *Cd-Sn*, *Pb-Sn*, *Sn-Zn*) die Leitfähigkeit eine lineare Funktion des Volumprozentes ist, und wenn weiter von mir gefunden wurde, daß die Leitfähigkeit eines Aggregates, wo der besser leitende Bestandteil zusammenhängend ist, eine lineare Funktion des Volumprozentes ist, besteht meiner Meinung nach gar keine Diskrepanz mit den prinzipiellen Erwartungen.

Eine grundsätzliche Opposition gegen das sorgfältig gewonnene Resultat Matthiesens der Linearität der Leitfähigkeit für gewisse Metallpaare, sowie gegen die theoretische Möglichkeit der von mir gefundenen Linearität, betrachte ich also als unbegründet.

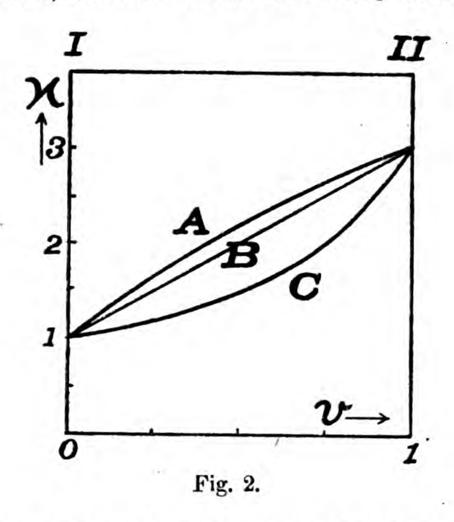


Fig. 2.

Es ist schon früher von C. Lichtenecker[1]) behauptet worden, daß die von mir benutzte Methode, wegen Nichtübereinstimmung mit gewissen approximativen Rechnungen, in irgendwelcher Weise fehlerhaft sein muß. Auf die Schwäche der fraglichen Rechnungen hat aber H. C. Burger[2]) hingewiesen, so daß ich es kaum nötig finde, hier auf diese Einwände einzugehen. Hervorgehoben sei nur, daß Lichtenecker mit Unrecht behauptet: „Bei der Versuchsanordnung von C. Benedicks ist jedoch die Stromrichtung parallel zur Diagonale der Quadrate, somit um 45° gedreht[3]). Aus Fig. 6 meiner Arbeit

1) C. Lichtenecker, Phys. Zeitschr. **19**, 374, 1918; **21**, 352, 1920.
2) H. C. Burger, Phys. Zeitschr. **20**, 73, 1919; **22**, 28, 1921.
3) C. Lichtenecker, Phys. Zeitschr. **19**, 376, 1918.

von 1916 geht aber deutlich hervor, daß die Stromrichtung parallel zur Seiten der Quadrate war.

Die fragliche von mir benutzte Methode stellt ja eine neue Angriffsweise des Problemes dar, und braucht keineswegs schon jetzt fehlerfrei sein. Wegen ungünstiger, zustoßender Umstände konnte die geplante Kontrolluntersuchung, die von Herrn Cand. phil. J. Sundquist vorbereitet war, von ihm nicht mehr ausgeführt werden; ich werde aber die Wiederaufnahme der Untersuchung von anderer Seite veranlassen.

Die von Guertler empfohlene Untersuchung von Silber-Wismut-Legierungen erscheint mir durchaus wert aufgenommen zu werden. Da aber die Verhältnisse der wirklichen Legierungen durch mehrere Umstände kompliziert sein können, erscheint mir allerdings in erster Linie von Interesse, die Leitung in künstlichem Aggregate genau quantitativ zu verfolgen.

Zusammenfassung.

Gegen Matthiesens Befund, daß die Leitfähigkeit verschiedener binären Legierungsreihen eine lineare Funktion der Volumkonzentration, und ebenso gegen Benedicks Befund, daß dasselbe für gewisse künstliche Aggregate stattfindet, ist der Einwand erhoben worden, daß eine Linearität nur dann möglich wäre, wenn die Struktur diejenige eines zur Stromrichtung parallelen Bündels wäre.

Es wird hier darauf hingewiesen, daß bei einem Bündel die fragliche Linearität nur dann möglich ist, wenn die Drähte des Bündels isoliert sind; beim Fehlen jeder Isolation muß dagegen die Leitfähigkeit, wegen des partiellen Einsaugens der Stromlinien in den besseren Leiter, eine größere sein, als es der Linearität entspricht.

Stockholm, Metallographisches Institut, Februar 1921.

Nachschrift.

Nachdem obiges geschrieben wurde, habe ich einen kompetenten Forscher veranlaßt das experimentelle Angreifen des Problemes demnächst wieder aufzunehmen. Das Resultat seiner ersten theoretischen Orientierung führte zu der Einsicht, daß meine obigen Ausführungen, durch welche beim zweiten Falle die strenge Linearität bestritten wurde, tatsächlich unrichtig sind. Ein Einsaugen der Kraftlinien in den besser leitenden Bestandteil — worüber Guertler und ich so schön einig waren — kann nur dann stattfinden, wenn, wie in seinem Schachbrettmodelle, das Potential der Endflächen nicht dieselbe sein kann, wie es

oben angenommen wurde, sondern auf beiden Seiten der Berührungsfläche ungleich ist.

Demgemäß gebe ich die Richtigkeit zu auch des zweiten von Guertler angeführten Falles, und muß der geplanten experimentellen Behandlung überlassen zu entscheiden, ob meine früheren Messungen möglicherweise nicht maßgebend sind.

Stockholm, im März 1921.

(Eingegangen 4. März 1921.)

Zur Elektrizitätsleitung in metallischen Aggregaten.

Von W. Guertler.

Die vorstehenden Ausführungen meines verehrten Freundes Benedix habe ich dank seiner Liebenswürdigkeit im Manuskript lesen dürfen. Es besteht demnach also völlige Klarheit darüber, daß in einem schachbrettartig aus zwei Bestandteilen aufgebauten Leiter die Stromlinien nicht den Würfelseiten folgen. Die Einschiebung der Worte „sondern verlaufen“ in Benedix' ursprünglichem Text klärt die Sachlage vollständig. Des weiteren aber ist es mir durchaus nicht fremd, daß die Stromlinien in den besser leitenden Bestandteilen eingesaugt werden. Ich bestreite aber nach wie vor, daß dieses Einsaugen der Stromlinien zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit führt, sobald man die Schachbrettanordnung verläßt, und an dessen Stelle ein Bündel sehr feiner ungleich gut leitender, nicht voneinander isolierter Drähte betrachtet, deren Länge im Vergleich zum Querschnitt außerordentlich groß ist. Nur an den beiden äußersten Enden, wo der Strom den Leiter betritt mit einer Dichte, die zunächst in jedem Teil des Querschnittes dieselbe ist, weichen die Stromlinien konvergierend oder divergierend von der parallelen Gleichrichtung ab, im übrigen aber laufen sie im Leiter meiner Auffassung nach praktisch parallel, und es leuchtet mir nicht ein, daß das Gesamtgebilde besser leiten sollte als ein Bündel derselben Drähte, wenn sie voneinander isoliert wären nur deswegen, weil nach Fortfall der Isolation die Dichte der Stromlinien sich zugunsten des besser leitenden Bestandteiles verschiebt. Aus dieser meiner Auffassung ergibt sich dann auch meine aus den früheren Ausführungen bekannte Stellung-

nahme auch zu den anderen Fragen des Problems. Ich glaube nach wie vor, daß nur das Experiment imstande ist die diskutierten sehr wichtigen Probleme der Aufklärung entgegen zu führen.

(Eingegangen 7. März 1921.)

Besprechungen.

C. Isenkrahe, Zur Elementaranalyse der Relativitätstheorie. 8°. V, 133 S. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. M. 6.— + 80% T.-Z.

Das Buch erweckt durch Titel, Vorwort und Inhaltsangabe beim Leser große Hoffnungen; man könnte nämlich einen Versuch erwarten, die Relativitätstheorie philosophisch zu durchdringen, und danach besteht zweifellos ein tiefes, noch unbefriedigtes Bedürfnis. Aber der Text macht diese Hoffnungen in kurzer Zeit völlig zuschanden. Um jene Aufgabe mit einiger Aussicht auf Erfolg angreifen zu können, hätte der Verfasser in den Geist der Relativitätstheorie (ein wenig auch in den der sonstigen Physik) und in den Geist der Erkenntnistheorie eindringen müssen. Und man sieht sehr bald: Er hat zwar viel darüber gelesen, aber er hat dabei nichts zu finden gewußt als „Worte, Worte, Worte". Mit Worten aber läßt sich trefflich streiten, und dies bildet ausschließlich den Inhalt des Buches.

Wir möchten von des Lesers und unserer Zeit nicht viel auf weitere Kritik verschwenden. Um andererseits doch eine Probe der Wortklauberei zu geben, welche das ganze Buch kennzeichnet, wollen wir hier wiedergeben, welche Sorgen der doch gewiß nicht unklare Begriff des elektromagnetischen Feldes dem Verfasser bereitet. (Seite 51—52.) Also:

„. . ., so fragt man zunächst: Was soll das sein, was zwischen den Körpern übrig bleibt, nachdem man seine Gedanken losgelöst hat von aller (dort befindlichen) Materie?"

Die Antwort heißt: „Ein Feld".

Was ist damit denn eigentlich ausgesagt?

Das Wort „Feld" hat — was leider bei so vielen in der Philosophie gebrauchten Ausdrücken der Fall ist und zu höchst bedauerlichen Unklarheiten und Mühseligkeiten führt — zwei verschiedene Sinnunterlegungen. Zunächst bedeutet es, und das ist seine unveräußerliche Kernbedeutung, einen umgrenzten Teil einer Fläche. So wird beispielsweise die Fläche des Schachbrettes in 64 „Felder" geteilt. Ähnlich verhält es sich mit gewissen geographischen Bezeichnungen, z. B. Maifeld und Marchfeld. In diesem Sinn ist das Feld nichts anderes als ein Flächenstück und hängt nicht im mindesten ab von der Frage, ob es überhaupt von irgend etwas, von Menschen oder Tieren, bzw. Schachfiguren besetzt, bewohnt, eingenommen ist oder nicht.

Zweitens aber bedeutet das Wort „Feld", namentlich in gewissen Zusammensetzungen, ein solches Flächenstück, das gerade durch seine Be-

setzung gekennzeichnet worden ist, in dem Sinn etwa, wie beispielsweise König Karl sagt: „Wächst mir ein Kornfeld auf der flachen Hand?“ Entsprechend dieser Auffassung spricht man ja von vielerlei besetzten Feldern, von Kleefeldern, Rübenfeldern usw., auch von Schlachtfeldern.

Nun ist gewiß ein Kleefeld etwas ganz anderes als ein Rübenfeld, aber doch können beide ein und dasselbe (im Kataster unter der und der Nummer eingetragene) „Feld“ sein. Ein Ackerfeld kann zum Schlachtfeld werden und doch ein und dasselbe „Feld“ bleiben.“

Und so geht es dann noch über eine Druckseite weiter. Fügen wir hinzu, daß Isenkrahe das Fremdwort „Axiom“ ersetzen will durch „Unbunt-Satz“ (Seite 6), nämlich: Unbewiesen hingestellte Beweisunterlage, so weiß der Leser dieses Berichtes über das Buch wohl hinreichend Bescheid.

M. v. Laue.

P. Kirchberger, Was kann man ohne Mathematik von der Relativitätstheorie verstehen? VII, 87 S. Karlsruhe, C. F. Müller, 1920. M. 8.—

Man wird auch bei grundsätzlicher Abneigung vor allen sogenannten „populären“ Darstellungen der Ergebnisse heutiger wissenschaftlicher Forschung dem Verf. unbedingt zuerkennen müssen, daß ihm die Bewältigung der gerade bei diesem Thema besonders schwierigen Aufgabe durchaus gelungen ist. Mit Geschick und vielfach in origineller Weise wird dem Laien, fast ohne irgendwelche Voraussetzungen, der wesentliche Inhalt der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie klar gemacht und insbesondere durch hübsche Beispiele aus dem „täglichen Leben“ stets der abstrakte Inhalt veranschaulicht. Besonders hervorzuheben ist die bei aller Begeisterung des Verf. für den Schöpfer der Relativitätstheorie in wohltuender und erfreulicher Weise gewahrte Sachlichkeit. Für die Richtigkeit des Gebotenen im einzelnen dürfte am besten ein anerkennendes Geleitwort sprechen, das v. Laue dem Büchlein mitgegeben hat.

Seeliger.

M. v. Laue, Die Relativitätstheorie. (1. Band: Das Relativitätsprinzip der Lorentz-Transformation.) Die Wissenschaft Bd. 38. 4., vermehrte Aufl. 302 S. mit 25 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1921. Geh. M. 16.—, geb. M. 20.— + T.-Z.

Laues bekanntes Buch über die Relativitätstheorie liegt nun bereits in 4. Auflage vor, zunächst in einem ersten Teilband, dem bald ein zweiter über die allgemeine Relativitätstheorie folgen soll. Im Vergleich zur ersten Auflage von 1911 weist diese eine Reihe von Erweiterungen auf, die aber nicht nur Nachträge bezüglich der inzwischen erzielten Fortschritte und daraus folgender neuer Gesichtspunkte umfassen. Solche handeln z. B. von der elektrodynamischen Wienschen Aufspaltung der Spektrallinien, von den Versuchen von Zeeman, Sagnac und Harress, von der relativistischen Dynamik der Kontinua usw. und durften natürlich in einer auf der Höhe stehenden Neuauflage nicht fehlen. Außerdem hat aber der Verf. nun verschiedentlich Abschnitte eingeschoben, die den Wert des ausgezeichneten Buches erheblich vergrößern, da sie neben dem übrigen, wesentlich mathematischen Inhalt auf die physikalische Seite des Relativitätsproblems ein-

gehen; damit ist ein Mangel der ersten Auflage behoben, den seinerzeit sicher viele Leser störend empfunden haben. Man könnte die Sachlage etwas kraß ausgedrückt vielleicht so fassen, daß die erste Auflage ein Mathematiker, diese aber ein Physiker geschrieben hat und wird nun das Buch durchaus befriedigt aus der Hand legen. In dem genannten Sinne sind z. B. neu hinzugekommen eingehendere Diskussionen der grundlegenden Versuche zur Optik und Elektrodynamik bewegter Körper, eine allgemeine Einleitung über Bezugssysteme, ein Abschnitt über den starren Körper und manche schönen erläuternden Beispiele. Sehr nützlich ist wieder ein ausführliches Literaturverzeichnis am Schluß des Bandes.

Mit Spannung und Vergnügen werden wohl alle Leser dem zweiten Teilband entgegensehen, der hoffentlich recht bald erscheint.

Seeliger.

Arnold Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 2. Aufl. Mit 109 Abbildungen. 8⁰. 37½ Bogen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1921. Geh. M. 38.—, geb. M. 45.—.

Das Sommerfeldsche Buch wird den meisten Lesern dieses Jahrbuchs seit dem Erscheinen der ersten Auflage vor Jahresfrist bekannt und vertraut geworden sein. Hier ist das Buch, das ein von Vielen empfundenes Bedürfnis befriedigt, indem es in einheitlicher und übersichtlicher Weise unser derzeitiges Wissen vom Atombau zusammenfaßt. „Fesselnd wie ein Roman“ ist ein Urteil, das der Referent von verschiedenen Nicht-Physikern zu hören bekam, und das ist zugleich das höchste Lob für die Kunst, mit der Verf. es durchzuführen gewußt hat, auch den abseits der Forschung stehenden Leser bis in die höchsten Regionen der Quantentheorie einzuführen, indem er „die Formel nicht als Träger, sondern nur als Ausdruck des physikalischen Gedankens“ benutzt. Entsprechend dem Bestreben, den Text frei von schwierigeren mathematischen Betrachtungen zu halten, sind diese in Noten hinter den Text verwiesen worden und hier finden sich für den Fachmann die höheren Methoden der Quantentheorie an einer Stelle und in einer Form vereinigt, die gegenüber den zum Teil in Akademieschriften schwer zugänglichen und in der ursprünglichen Fassung viel schwierigeren Originalabhandlungen eine große Erleichterung bedeuten.

Da die erste Auflage hier noch nicht besprochen worden ist, möge das Referat ausführlich an die einzelnen Kapitel anknüpfen und dabei die Abänderungen betonen, die der Verf. gegenüber der ersten Auflage hat eintreten lassen.

Das erste Kapitel: Vorbereitende Tatsachen, führt in die Atomistik der Elektrizität und an Hand der Bremstheorie der Röntgenstrahlen in den Gedankenkreis der „klassischen“ Lehre von der Ausstrahlung ein. Es schließt mit einem Bericht über die radioaktive Zerfallstheorie und die Verwandtschaftsverhältnisse der Radioelemente und leitet so zum zweiten Kapitel hinüber, welches „das natürliche System der Elemente“ betitelt ist.

In ihm wird, nach Besprechung der Gesetze der großen und kleinen

Perioden, auf Grund des Streuungsvermögens für α- und Röntgen-Strahlen die Kernladungszahl eingeführt und das Atom als Planetensystem bezeichnet. Unter Vorwegnahme der Quantenvorstellungen schildert der nächste Paragraph H-Atom, $H+$-Ion, He und $He+$ usw. als einfachste Beispiele von Atommodellen. Auch das Bohr-Debyesche H_2-Molekül, sowie die von Sommerfeld in bezug auf Dispersion untersuchten N_2- und O_2-Moleküle werden hier als Beispiele für kompliziertere Atombauten besprochen, vielleicht ausführlicher, als sie es nach den neuesten Ansichten über die Wahrscheinlichkeit ihrer Existenz verdienen. (Note 20 über Bandenspektren gibt hierfür kritische Bewertung.) Übrigens ist hier wie überall im Buche deutlich hervorgehoben, was nach des Verf. Ansicht als völlig gesichert, was nur als wahrscheinlich zu gelten hat. — Es folgen die radioaktiven Verschiebungssätze, welche in die Kenntnis der schweren Elemente einführen. Ihre Extrapolation zu leichten Elementen liefert interessante, wenn auch noch wenig prüfbare Hinweise auf genetische Zusammenhänge auch bei diesen. Die Betrachtung der natürlichen Ordnung der Elemente wäre unvollständig ohne Besprechung der Lothar Meyerschen Kurve der Atomvolumina und der Abegg-Kosselschen Vorstellungen über den Aufbau der Elemente in den höheren Perioden. Bezeichnenderweise ist aber in der zweiten Auflage der auf die aufsteigenden Äste der Atomvolumenkurve und auf die Edelgase bezügliche Teil des § 5 fortgeblieben — ein Anzeichen dafür, daß wir nur über die ersten Elemente der Perioden, die noch eine gewisse Wasserstoffähnlichkeit besitzen, orientiert sind. Ein sechster Paragraph endlich grenzt deutlich die zentralen und die peripheren Eigenschaften des Atoms, sowie die „Atomphysik“ von der „Kernphysik“ ab. Die Bemerkung über die volle Identität der Spektra von Isotopen ist seit Erscheinen des Buches bereits überholt.

Kapitel 3, „Die Röntgenspektren“, beginnt mit einer Darlegung der Untersuchungsmethoden von Laue und Bragg und der wichtigsten bereits erforschten Kristallstrukturen, — eine erfreulich leicht verständliche und dabei tiefgehende Darstellung dieses Sondergebietes. § 3 bringt eine Übersicht über die K-, L-, M-Serien und vor allem die Einführung des Kombinationsprinzips der Serienspektren. Sommerfeld hält es für richtig, schon an dieser Stelle auf die Schwierigkeiten hinzuweisen, die diesem fruchtbarsten Prinzip der Spektraltheorie aus den Kombinationsdefekten erwachsen, denen Tabellen und eine Figur gelten. Die beiden nächsten Paragraphen behandeln ausführlich in Tabellen, Figuren und Text die K-L-M-Reihen und enthalten das vollständige gesicherte Material der diesbezüglichen Untersuchungen, in der zweiten Auflage einschließlich der neuen Messungen von Stenström über die M-Reihe. Das Kapitel endet mit den Gesetzmäßigkeiten der Anregung und Absorption, die bekanntlich wesentliche Hinweise auf die Entstehung der Serienlinien geben.

Hiermit sind wir etwa bis zur Mitte des Textes vorgedrungen, ohne daß von der Quantenmechanik der Atome mehr als die Existenz bestimmter Energiestufen vorausgesetzt worden wäre. Das 4. Kapitel über

die „optischen Serienspektren" setzt deshalb ein mit der Aufstellung der Quantenbedingung für allgemeine mechanische Systeme, nebst Anwendung auf Oszillator und Rotator. Hierdurch ist ein tieferes Eindringen in die Wasserstoff- und wasserstoffähnlichen Serien ermöglicht, die erst als empirische Tatsachen, sodann im Lichte der Bohrschen Theorie besprochen werden. (In der zweiten Auflage wird übrigens der Linienreichtum der Balmerserie bei niedrigem Druck nach Franck anders gedeutet als in der ersten.) § 4 bringt die Mitbewegung des Kernes, die eine scheinbare Abänderung der Rydbergschen Konstanten und damit die Linienverschiebung zwischen *H* und *He* verursacht, und geht dann zu den Röntgenspektren über, soweit sie Ähnlichkeit mit dem Wasserstoffspektrum zeigen. Die Möglichkeit von Ellipsenbahnen beim *H*-Atom vertieft die Anschauungen über die Entstehungsweise der Wasserstoffserien und gestattet später die Zuordnung der Serien anderer Elemente, wie besonders in Note 10 der neuen Auflage ausgeführt wird. Von wasserstoffunähnlichen Atomen handelt § 6 indem er, das Feld der kernnahen Elektronen schematisch berücksichtigend, die Balmersche, Rydbergsche und Ritzsche Form des Serienterms als sukzessive Näherungen des strengen Terms erkennen läßt. Die mathematischen Ausführungen hierzu finden sich in der (erweiterten) Note 10. Diese von Sommerfeld 1919 vorgenommene Erweiterung der Serientheorie bringt als wesentlichen Fortschritt die Zuordnung ganz bestimmter Quantenzahlen auch bei den Haupt- und Nebenserien der komplizierteren Spektren. Eine Kontrolle finden diese Betrachtungen in der Diskussion der energetischen Größen: Dissoziations-, Ionisierungs-, Anregungsarbeit, wobei die schönen experimentellen Arbeiten der Franckschen Schule zum Teil schon berücksichtigt werden konnten. Ein Anhang über die Verwandtschaft zwischen Funken- und Bogenspektren (spektroskopisches Verschiebungsgesetz) beschließt das inhaltsreiche Kapitel, dessen Ergebnisse zum großen Teil den zahlreichen und fruchtbaren Untersuchungen des Verfassers während der Kriegsjahre entnommen sind.

Mit einem ganz anderen Gebiet beginnt Kapitel 5: einer Einführung in die Relativitätstheorie. Gilt es doch nun, die relativistische Massenveränderlichkeit der umlaufenden Elektronen zu berücksichtigen. Diese verursacht einen Energieunterschied auch zwischen solchen Kreis- und Ellipsenbahnen, denen in nicht-relativistischer Rechnung die gleiche Energie zukommt; die Energie wird Funktion von azimutaler und radialer Quantenzahl getrennt, nicht allein von ihrer Summe. Hierdurch entsteht die Feinstruktur der Spektrallinien, deren Möglichkeiten bei *H*- und *H*-ähnlichen Spektren besprochen und mit der Erfahrung verglichen werden. Bei den Röntgenspektren, die sich in diesem Punkt wasserstoffähnlich behandeln lassen, wiederholt sich die Feinstruktur des Wasserstoffs in verblüffender zahlenmäßiger Übereinstimmung trotz einer Vergrößerung auf das Millionenfache. Die Ermittlung der Feinstrukturkonstanten α, der Rydbergzahlen für Wasserstoff N_H und für Helium N_{He} ermöglichen eine rein spektroskopische Bestimmung von e, m_0, h, also spektroskopische universelle Einheiten. Schließlich gibt die Feinstruktur die Bestätigung

der relativistischen Formel für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit und stützt hiermit die spezielle Relativitätstheorie.

Das letzte Kapitel des Textes behandelt das Verhältnis von „Wellentheorie und Quantentheorie“, — die brennendste Frage der modernen Physik. Soweit es sich dabei um die Emission von Kugelwellen handelt — und hierauf beschränkt sich die Untersuchung — sind die Sätze über Erhaltung der Energie und des Impulses bisher die sichersten Bindemittel zwischen klassischer und quantenmäßiger Anschauung. Aus ihnen fließt ein Auswahlprinzip, welches die große Zahl von Übergängen zwischen stationären Zuständen einschränkt, dessen endgültige Fassung aber noch nicht ganz gesichert ist. In der zweiten Auflage findet sich das Prinzip in der kürzlich von Bohr aufgestellten verschärften Fassung, die den Übergang zwischen Bahnen mit gleichem Impulsmoment ausschließt. Die Prüfung an der Erfahrung erstreckt sich zunächst auf die Existenz und Intensität der beobachteten Serien.

Besondere Bedeutung gewinnt das Auswahlprinzip bei der Aufspaltung der Spektrallinien durch äußere Felder. (Zeeman, Stark). Hier tritt durch das Feld eine Vorzugsrichtung für die Atomorientierung auf und bedingt eine räumliche Quantelung, somit eine dritte Quantenzahl und ein Auseinanderfallen von normalerweise sich deckenden Energiestufen des Atoms. In der neuen Note 17 der zweiten Auflage wird der Theorie des Zeemaneffektes auch in komplizierten Fällen ein neuer Zugang eröffnet durch die Aufstellung eines „magnetooptischen Zerlegungssatzes“ (Sommerfeld, Ann. d. Phys. 1920). Auch der Zusammenhang zwischen dem Zeemaneffekt bei Wasserstoff und dem Paschen-Back-Effekt an andern Atomen ist im Text der zweiten Auflage im Anschluß an die neue Figur der Note 10 anders dargestellt worden. — Die Erklärung des Starkeffekts, aufbauend auf den Schwarzschild-Epsteinschen Arbeiten, bildet einen würdigen Schlußstein für den Text, bei welchem Kombinationsprinzip, Quantenbedingungen für das mechanische System und Auswahlprinzip, also die gesamten gesicherten Methoden der Quantentheorie zusammenwirken müssen, um einen der alten Elektronentheorie völlig unverständlichen Effekt bis in feinste zahlenmäßige Einzelheiten hinein zu durchdringen.

Rund ein Fünftel des Buches wird von den „Zusätzen und Ergänzungen“ in 21 Noten am Schluß des Buches eingenommen. Wir heben von den mehr mathematischen Zusätzen nur drei Noten über die Hamiltonschen Gleichungen hervor, welche für das tiefere Eindringen in die Quantenmechanik von grundlegender Bedeutung sind und in der neuen Auflage eine gedrungene Einführung in die Theorie der Berührungstransformationen und der Winkelkoordinaten enthalten. Die Methode der Separation der Variablen wird an der Quantelung der relativistischen Ellipsenbahnen erläutert. — Zwei Noten beschäftigen sich mit den Energien des H_2-Ions und des neutralen He-Atoms. Sie sind gegenüber der ersten Auflage verkürzt worden, — ein Zeichen dafür, daß unser Wissen von diesen Gebilden noch durchaus problematisch ist. Hingegen enthält die zweite Auflage neue Noten über die Stetigkeit des Übergangs zwischen

Röntgenserien und sichtbaren Spektren nach Kossel und über komplizierte Zeemaneffekte (vgl. oben), sowie einige Änderungen in der Note über die Kernstruktur nach Rutherfords Versuchen und Lenz' Hypothesen. — Ganz besonders sind aber zwei ausführliche neue Noten zu begrüßen, von denen die erste das wichtige Bohrsche Korrespondenz(Analogie-)prinzip auseinandersetzt, von dem im Text wenig Gebrauch gemacht worden ist. Die zweite über „Bandenspektren und Molekularmodelle" gibt an Hand der Bjerrum-Schwarzschildschen und Heurlinger-Lenzschen Theorien die erste einheitliche Darstellung der Bandengesetze und rückt die Hoffnung in begründete Nähe, daß die ungeheure Linienzahl der Molekülspektren in absehbarer Zeit ebenso der theoretischen Durchdringung wird erschlossen werden können, wie die Fülle des noch harrenden spektroskopischen Materials der Atomäußerungen. P. P. Ewald.

Arthur Haas, Das Naturbild der neuen Physik. 8°. 114 S. Mit 6 Fig. im Text. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Walter de Gruyter & Co., 1920. Geheftet 13 M. + T.-Z.

Das vortreffliche Werkchen umfaßt 5 Vorträge mit den Überschriften: Die elektromagnetische Theorie des Lichtes, Molekularstatistik, Elektronentheorie, Relativitätstheorie, Quantentheorie. Der Verfasser hat sich der schwierigen und wenig dankbaren Aufgabe, die Gedankengänge und Vorstellungen der modernen Physik in kürzester, für den gebildeten Laien verständlichen Form darzustellen, mit großem Geschick unterzogen. Die wesentlichen Begriffe, z. B. der Molekularstatistik, sind an einfachen, dem praktischen Leben entnommenen Beispielen sehr anschaulich entwickelt, die dem Laien so schwer vorstellbaren Verhältnisse der Atomgrößen werden überall dem Leser durch Vergleich mit ihm geläufigen Größen nahe gebracht. Die schwierige Frage der Stoffauswahl ist im allgemeinen sehr glücklich gelöst, vor allem ist eine Überladung mit Tatsachen zugunsten einer übersichtlichen Darstellung vermieden.

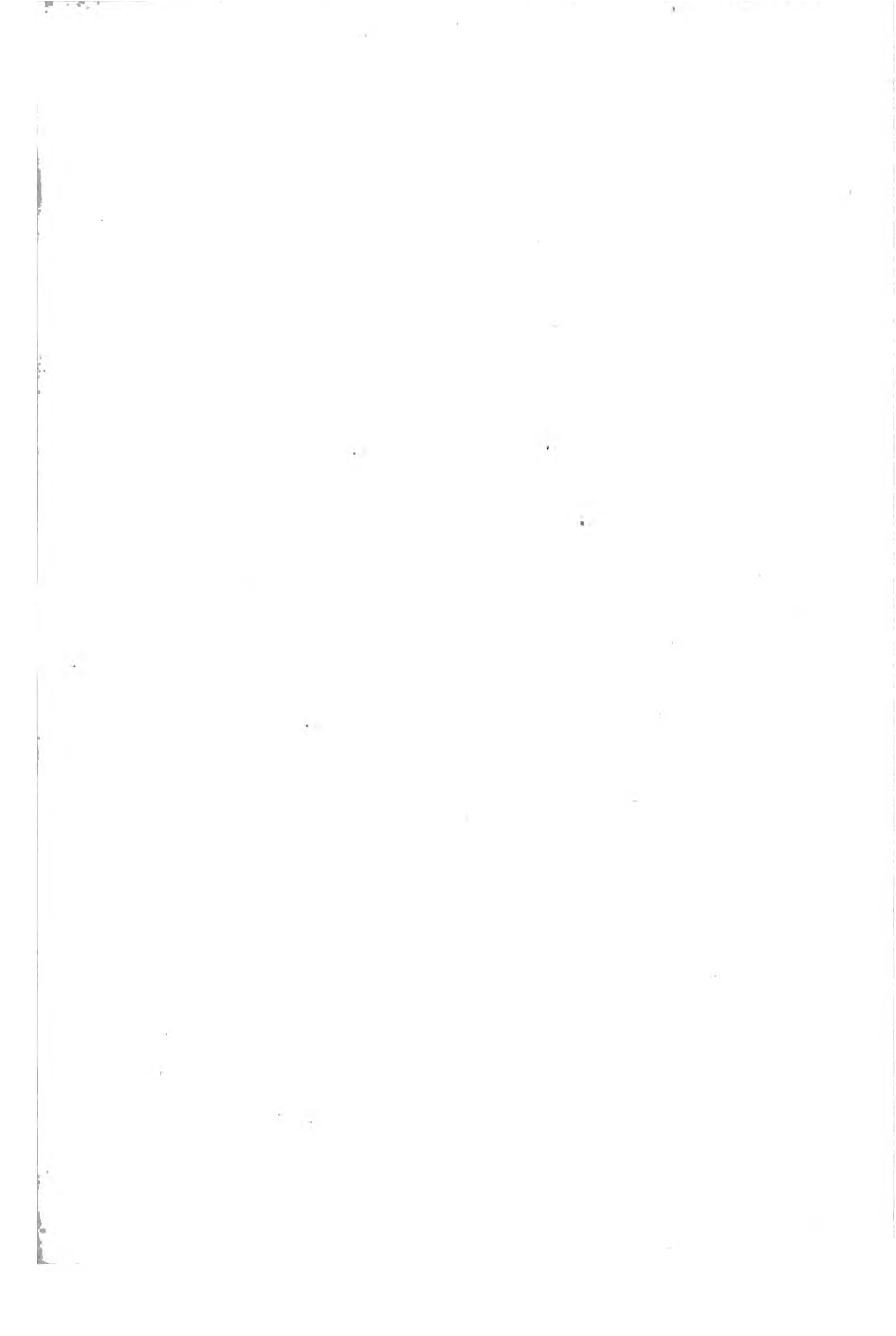
Trotzdem wird in einigen Punkten der Vorwurf der einseitigen Stellungnahme erhoben werden müssen. Daß die Beobachtungen der Sonnenfinsternis vom 29. Mai 1919 eine quantitative Bestätigung der Einsteinschen Gravitationstheorie geliefert haben, wird von vielen Seiten bestritten, und die Beobachtungen über die Rotverschiebung sind noch äußerst unsicher. Ebenso ist nicht zutreffend, daß die Anomalie der Merkurbahn den Astronomen bisher ein völliges Rätsel gewesen sei. Die experimentelle Bestätigung der allgemeinen Relativitätstheorie gilt vielen Physikern keineswegs als gesichert. Man vermißt auch einen Hinweis auf die mancherlei Schwierigkeiten, die den Bohrschen Vorstellungen trotz aller Erfolge anhaften, und der Name Starks als des Hauptvertreters einer anderen Vorstellungsweise, wie auch als des Entdeckers des Dopplereffektes an Kanalstrahlen und der elektrischen Zerlegung der Spektrallinien, sollte in einem Buch über moderne Physik nicht fehlen. Um so mehr als der Verfasser die geschichtliche Entwicklung der physikalischen Ideen mit Recht heraushebt, möchte wohl ein kurzes Eingehen auf das Problematische in der heutigen Physik, das doch auch einen Teil der geschichtlichen Entwicklung darstellt, angebracht erscheinen, sonst kann der unbefangene Leser leicht

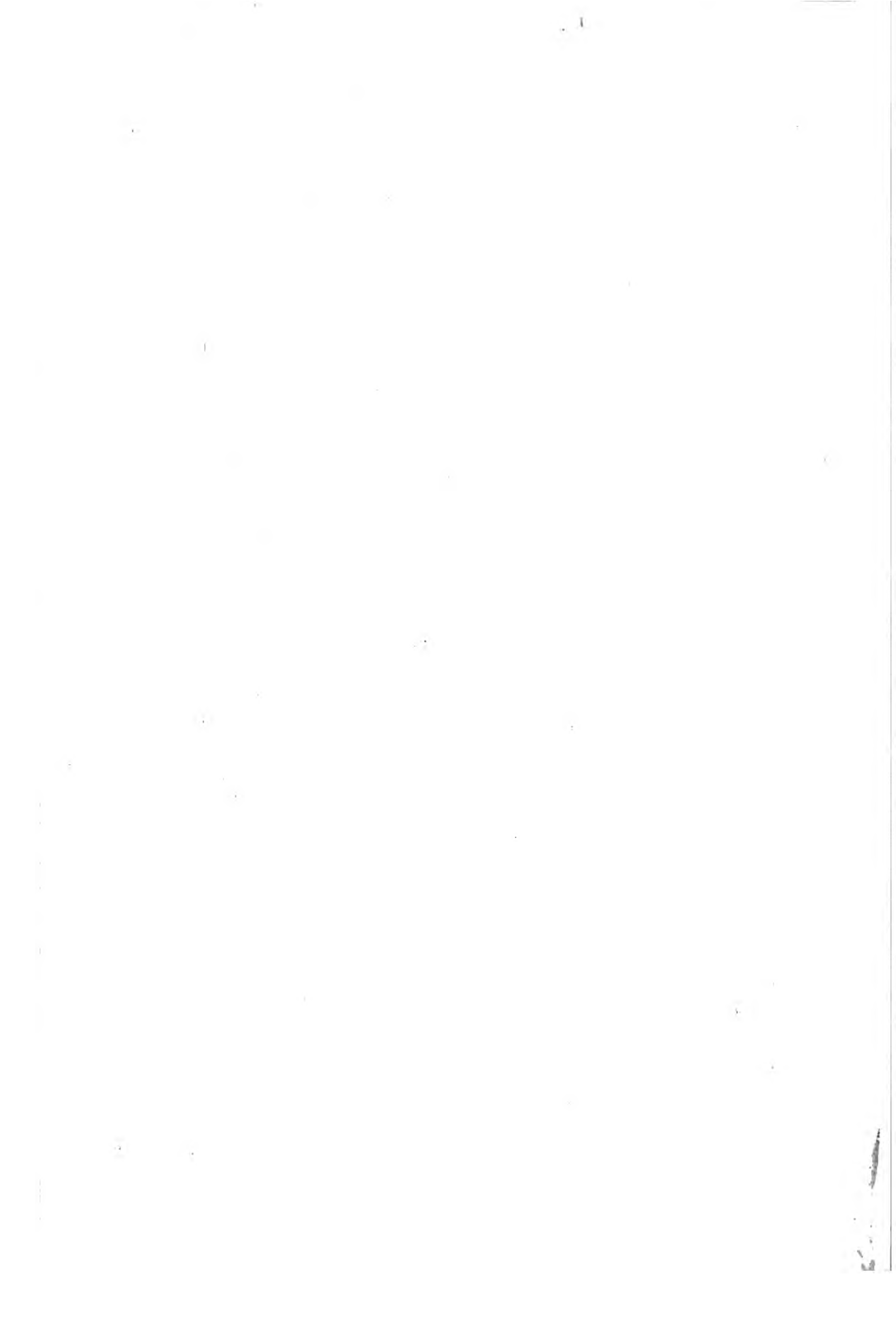
den Eindruck gewinnen, als ob die Entwicklung der letzten zwei Jahrzehnte die restlose Lösung aller Rätsel gebracht hätte.

Daß der Verfasser den Atomkern ein „positives Elektron" nennt, kann manchem nicht unbedenklich erscheinen, da wir uns gewöhnt haben, mit dem Wort „Elektron" das negative Elementarquantum mit der ihm eigentümlichen Masse zu bezeichnen.

Im übrigen wird der Wert des Bändchens durch die zahlreichen historischen Angaben, die am Schlusse noch einmal übersichtlich zusammengestellt sind, erhöht, und außer dem Laien, für den es eigentlich bestimmt ist, werden auch die Studenten der Physik und Chemie und die Oberlehrer, die ihr Universitätsstudium vor der letzten rapiden Entwicklung der Physik abgeschlossen haben, das Heftchen mit viel Freude und Nutzen lesen.

Tuczek.





Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

17. Band. Jahr 1920. Heft 4.

Über Äther und Uräther.

Von **P. Lenard.**

Mit 4 Figuren.

Im Folgenden gebe ich nach kurzer Erörterung der bisherigen Entwickelung der Vorstellungen vom Äther einen Zusatz zu diesen Vorstellungen, zu welchen ich bei Betrachtung derjenigen Erfahrungen gelangt bin, die Anlaß zur Aufstellung der Relativitätstheorie gegeben haben. Ich denke dabei in bestimmter Form zu zeigen, worauf ich im allgemeinen früher schon wiederholt hingewiesen habe, daß man keineswegs nötig hat, den erkenntnistheoretischen Absonderlichkeiten und ganz offenbaren Wirklichkeitsfremdheiten dieser Theorie zu folgen, wenn es sich um die Hauptfrage der allgemeinen und möglichst willkürfreien Begreifbarkeit der Natur handelt. Der ganz andersartige Ausweg, zu welchem ich gelange, kann gegenüber dem besonders von Mathematikern augenblicklich so sehr bewunderten Einsteinschen für weit sachgemäßer gelten; denn er verlegt die Schwierigkeiten — oder vielmehr das Neue, woran man sich zu gewöhnen habe — dorthin, wo ohnehin ohne Zweifel noch viel Neues und Unerwartetes verborgen unserer harrt: in den Schauplatz der Lichtemission und Lichtausbreitung, allgemeiner der Abgabe elektromagnetischer Energie in die Ferne von seiten der Materie und nicht in unsere Grundvorstellungen von Raum und Zeit. Diese Grundvorstellungen sind Erfahrungsergebnisse unserer Kinderzeit; man sucht sie als unzulänglich jetzt mit großem, dabei auch unsachgemäß sich betätigendem Eifer uns auszureden. Ich werde demgegenüber im Folgenden ersichtlich machen, daß dies auf Grund nur höchst dürftigen, ja in allem Wesentlichen überhaupt nur scheinbar herzugehörigen Erfahrungsanhalts geschieht und außerdem unter willkürlicher Verschmähung einfacher anderer Auswege von der Art des hier anzugebenden[1]), freilich aber mit dem Ehrgeiz

1) Wir führen hier die einfachsten, mit bisheriger Erfahrung verträglichen Annahmen durch; abgeänderte Annahmen einzuführen wäre möglich, wenn neue Erfahrung es erforderlich machte. Ich bin hierauf in einer in den Astron. Nachr. erscheinenden Mitteilung („Fragen der Lichtgeschwindigkeit") näher eingegangen.

ein mathematisches Gebäude aufzurichten und zu verteidigen, das den Mathematiker wohl hoch erfreuen und ihm ein erwünschtes Übungsfeld bieten kann, das den Laien verblüfft, dem Naturforscher aber doch zuletzt nur wenig bedeutet, wenn von seinem Standpunkt aus gesehen die Hauptwirkung nicht Förderung des Naturbegreifens, sondern gänzliche Verdrängung des Vorstellungsvermögens, Abkehr von den Forderungen des einfachen Verstandes und die Beseitigung des Gefühls für absolute Wahrheit in der Natur ist.

Man kann auch sagen, daß ich hier versuche, ein Bild zweiter Art[1]) der Naturvorgänge zu entwerfen mit Einschluß derjenigen, für die dies bisher nicht zu gelingen schien, an Stelle des durch die Relativitätstheorie gebotenen Bildes erster Art, wobei ich auf mathematische Darstellung gar keinen Wert gelegt habe, da es mir nur auf den gegenwärtig viel zu sehr vernachlässigten physikalischen Sinn ankommt, der für den Naturforscher stets die Hauptsache sein muß und der durch mathematische Kunst meist nur verdunkelt wird. Hat der physikalische Sinn Wert, so kann dann auch die für Einzelanwendung auf verwickelte Fälle und für weitere Verknüpfungen unerläßliche mathematische Form sich finden. Hervorzuheben ist hierbei jedoch, daß der im Vorliegenden angebotene Ausweg aus der durch Aberration, Michelson-Versuch, konstante Lichtgeschwindigkeit und Verwandtes gekennzeichneten Sackgasse der Ätherphysik zu teilweise ganz anderen Ergebnissen führt als der Ausweg der Relativitätstheorie. Es können also nicht beide Auswege richtig, wohl aber beide falsch oder verbesserungsbedürftig sein, worüber künftige Erfahrung zu entscheiden hat. Daß ich solche Erfahrung nicht weiter abgewartet habe, und auch daß ich so ausdrücklich auf die Relativitätstheorie Bezug nehme, von welcher meine Vorstellungen ganz unabhängig sind, mag man mit der Gefahr entschuldigen, die darin liegt, daß schädliche Einseitigkeit noch mehr sich herausbildet, als es schon geschehen ist, da von gewissen Seiten her — auch von Sachverständigen — der Relativitätstheorie in einer dem Geist der Naturforschung völlig fremden Weise gehuldigt wird, so daß es aussehen möchte, als hätte unsere Zeit sachkundige und zugleich ernste Kritik fast gänzlich verlernt. Es ist

1) Über Bilder erster und zweiter Art siehe „Über Äther und Materie", Heidelberg (bei Winter) 1911, S. 5 u. f., auch „Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation", Starks Jahrb. **15**, 126 u. f., 1918 (auch gesondert bei Hirzel, 3. Aufl., 1921, S. 25 u. f.), woselbst auch die bei Beurteilung des Vorliegenden zu berücksichtigenden Stärken und Schwächen beider Bilderarten hervorgehoben sind.

auch hervorzuheben, daß ich im Vorliegenden nicht nur etwa vom verallgemeinerten Relativitätsprinzip abkomme, von dem ich schon vorher genügend zeigte, daß es angesichts alltäglicher Erfahrung nicht aufrecht zu erhalten ist[1]), sondern auch von der einfachen oder ursprünglichen Einsteinschen Relativitätstheorie, die mir anfänglich, als ich sie in Aufbau und Grundlagen weniger durchschaute, mehr zu bedeuten schien[2]).

I.

Der Äther, das bisher angenommene Medium des Lichts und der anderen elektromagnetischen Strahlungen, der elektromagnetischen Kräfte überhaupt und auch der Gravitation, ist kein fester, kein flüssiger und kein gasförmiger Körper; er ist überhaupt nicht Materie, sondern er ist die andere Stoffart, die zusammen mit der Materie den Raum erfüllt, zusammen mit ihr die gesamte materielle Welt ausmacht und deren Erscheinungen hervorbringt. Dennoch war es und ist es noch immer für den Menschen das Gegebene, den Äther in Vergleich mit der Materie zu stellen; denn von der letzteren, als den Sinnen unmittelbar zugänglich, stammt unsere ganze Anschauung, die wir von den Vorgängen in der materiellen Welt überhaupt haben. Von den Vergleichen mit der Materie aus müssen wir sehen weiterzukommen zu einem Bilde des Äthers, wie er eben wirklich ist, dessen einzelne Züge der Erfahrung entnommen werden müssen, die aber über den Äther nur spärlich fließt, da alles, was ihn betrifft, der Einrichtung unserer Sinnesorgane nach nur auf Umwegen von uns ergründet werden kann. Es ist dem Menschen nicht gegeben, seinen Sinnen nicht offenbare Wirklichkeiten frei zu erfinden[3]); er muß abwarten, bis die Natur ihm genügende Einblicke dazu erteilt hat. Nur ganz allmählich können wir also zu Vorstellungen vom Äther vordringen, die weiter und weiter von unzutreffender Anlehnung an die Materie sich entfernen und diejenige selbständige, durch die Erfahrung gegebene Eigenart

1) Siehe „Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation“, 1921, S. 14ff. und 38ff.

2) Ich verstehe im Vorliegenden unter Relativitätstheorie (auch Relativitätsprinzip) stets in üblicher Weise das Einsteinsche Lehrgebäude. Eine Abtrennung des einfachen Sinnes des (ursprünglichen) Relativitätsprinzips vom übrigen Inhalt der Theorie (Raum- und Zeitverzerrungen), worauf ich früher Gewicht legte, scheint mir nach Durchführung der vorliegenden Untersuchung nicht mehr angebracht.

3) Und zwar nicht, weil der Menschengeist zu eng wäre, sondern weil er zu weit ist, wie ich an anderer Stelle auseinandergesetzt habe („Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation“, Einleitung; 3. Aufl. 1921, S. 5).

aufweisen, die ihnen allein vollen Wert verleihen kann[1]. Wenn wir also von einer „Mechanik des Äthers" reden und eine solche anstreben, so ist damit durchaus nicht notwendigerweise etwas der Mechanik der Materie Gleiches oder auch nur besonders Ähnliches gemeint, sondern nur etwas ihr Analoges, insofern als wir wünschen, Bilder — irgendwelcher Art — von Äthervorgängen im Raume zu haben, mittels deren es gelingt, die beobachtbaren Erscheinungen widerspruchsfrei und einheitlich zu verstehen, so etwa wie wir die beobachtbaren Erscheinungen der Gase mittels der Bilder der kinetischen Gastheorie und deren Zubehör — wozu neuerdings auch die Quantenvorstellung gehört — sehr weitgehend verstehen und beherrschen, wobei ebenfalls Vorstellungen in Betracht kommen, die der unmittelbaren Anschauung von der Materie ziemlich fremd geworden sind, nachdem sie an der Hand der Erfahrung sich fortdauernd weiterentwickelt haben. Allerdings wird bei der innigen Verknüpfung, welche zwischen Materie und Äther besteht, die verlangte Mechanik des Äthers mit der bereits bekannten Mechanik der Materie gemeinsame Züge aufweisen müssen.

Auch von der Materie selbst haben sich unsere Vorstellungen nicht anders entwickelt, als indem man von Analogien mit Nächstliegendem ausging, und zwar war es da des Menschen eigener Körper und dessen Wechselwirkung mit der Umgebung in alltäglicher Beschäftigung, was den Ausgangspunkt abgab. So sind die Begriffe von Kraft, Trägheit (Masse), Arbeit (Energie), Geschwindigkeit, Beschleunigung und die Erkenntnisse von deren Zusammenhängen entstanden, mit deren Hilfe wir heute die Materie weitgehend verstehen und also auch beherrschen, indem wir schließlich diese Begriffe auch auf die kleinsten Teile der Materie, die Atome, angewendet haben.

Entsprechend solcher menschlicher Art des Fortschreitens war es keineswegs verfehlt, daß man eine Zeitlang — nachdem die Transversalität der Lichtwellen festgestellt war — den Äther in Vergleich zu stellen versuchte mit elastischen festen Körpern, so daß man die Amplitude der Lichtwellen durch Ätherverschiebungen gemessen dachte, wobei selbstverständlich die reibungslose Durchdringung von bewegten Himmelskörpern und Äther auf die auch besonders die Aberration des Lichts deutete, stets genügend den Gedanken fernhalten mußte, es sei der Äther wirklich ein fester Körper. Als man dann weiter erkannte —

1) Ich habe diese Gedanken, zusammen mit bestimmten Vorstellungen über den Äther, auf die wir im hier Folgenden näher eingehen, bereits früher entwickelt (s. „Über Äther und Materie", 2. Aufl., Heidelberg, bei Winter, 1911, S. 10).

durch die Erfahrungen welche Hertz beibrachte —, daß die Lichtwellenberge und Täler Örter elektrischer und zu dieser und zum Strahl senkrecht stehender magnetischer Kraft seien und daß das Licht — aller Wellenlängen — überhaupt nur eine Sonderform elektromagnetischer Erscheinungen sei, war das gesamte Ätherproblem dahin gewendet, daß man sehen mußte, inwieweit etwa Ätherverschiebungen oder sonstige Bewegungsvorgänge im Äther elektromagnetische Kraftfelder darzustellen vermöchten mit allen deren in den Maxwellschen Gleichungen zusammengefaßten Eigenschaften. Man versuchte es zunächst mit einem kontinuierlich den Raum erfüllenden Stoff als Äther, und es waren die Anstrengungen der beiden Bjerknes[1]), die hier wohl noch lange nicht vergessen bleiben werden. Der Erfolg wird heute wohl allgemein als negativ angesehen; es gelingt nicht, die Maxwellschen Gleichungen als Bewegungsgleichungen eines kontinuierlich verbreiteten Stoffes — wie es Flüssigkeiten in der Hydrodynamik sind — darzustellen. Es blieben Unstimmigkeiten übrig, deren Überbrückung nicht zur Befriedigung gelang[2]). Wenn man demnach von der Vorstellung eines kontinuierlich verbreiteten Äthers abgehen mußte, so habe ich die noch brauchbar erscheinenden Teile des bis dahin gewonnenen Bildes für einen diskontinuierlich beschaffenen Äther zu verwerten gesucht[3]), nämlich die elektrischen und magnetischen Kraft-

1) V. Bjerknes, „Hydrodynamische Fernkräfte nach C. A. Bjerknes Theorie", Leipzig 1902 und „Die Kraftfelder", Braunschweig 1909.

2) Vgl. die Erörterungen hierüber bei V. Bjerknes (a. a. O.) und besonders die drittfolgende Note hierselbst.

3) „Über Äther und Materie", 1910 und 1911. Später fand ich, daß Herr Nernst schon 1903 („Theoretische Chemie", 4. Aufl., S. 391) gelegentlich für die Annahme eines diskontinuierlich beschaffenen Äthers („mit atomistischer Struktur") sich ausgesprochen habe, ohne allerdings näher darauf einzugehen. Ganz kürzlich bin ich von Herrn C. Isenkrahe freundlicherweise darauf aufmerksam gemacht worden, daß er noch früher, 1879, in seinem Buche „Das Rätsel der Schwerkraft" (Vieweg, Braunschweig) einen diskontinuierlichen Äther benutzt. Es wird dort (S. 137) angenommen, „daß der Äther ein Gas sei", wonach die „Ätheratome" gleich Gasmolekülen sich bewegten. Hiervon ist allerdings das von mir 1911 versuchsweise entworfene Bild des „durchdringlichen Äthers" (der kein Gas sein kann, weil er überhaupt nicht Materie sein soll und dessen Teile auch nicht wie Gasmoleküle sich bewegen) wesentlich verschieden (vgl. „Über Äther und Materie", 1911, S. 10 und 50) und noch mehr gilt dies von dem Bilde, wie es sich im Vorliegenden gestaltet, da wir neue, aus der Erfahrung genommene Züge hinzufügen. Zu nennen ist hier, die Entwickelung der Vorstellung vom diskontinuierlichen Äther betreffend, jedenfalls auch O. Lodge, „The Ether of Space", London 1909.

linien als Wirbelfäden bzw. Strömungslinien. Diese von C. A. Bjerknes stammenden Vorstellungen sind insofern als brauchbar zu bezeichnen, als sie das Einzige sind, was in Anlehnung an Bekanntes zur Darstellung der elektromagnetischen Felder als Bewegungsvorgängen in einem der Materie in gewissem Grade ähnlichen Äther zur Verfügung stand und als dabei die Eigenschaften der geometrischen Abbilder dieser Felder — der Faradayschen und Maxwellschen Kraftlinien — in der Tat in gewissem, ziemlich weitgehendem Maße zusammenfallen mit den durch die Hydrodynamik gegebenen Eigenschaften von Strömungslinien und Wirbelfäden in reibungslosen Flüssigkeiten, nur daß jetzt die Ätherströmungslinien und Wirbelfäden, als welche wir uns die magnetischen und elektrischen Kraftlinien vorstellen, nicht mehr mit genau den Eigenschaften Stokesscher und Helmholtzscher Flüssigkeitsströmungslinien und Wirbelfäden belegt werden dürfen, sondern daß als ihre Eigenschaften eben durchaus die der betreffenden Kraftlinien festgehalten werden müssen, wie sie aus der elektromagnetischen Erfahrung bekannt sind. Die hinzugenommene Vorstellung der Strömungs- bzw. Wirbelbewegungen hat ihre Berechtigung in dem Bilde eben dadurch, daß diese Bewegungen, wie sie von Flüssigkeiten oder Gasen her der Anschauung des Physikers geläufig sind, die verlangten Kraftlinieneigenschaften ganz von selber schon in ziemlich weitgehendem Maße ergeben. Es sei dazu hier nur an Folgendes erinnert[1]).

Trifft man, wie ich es getan habe, die von Bjerknes offen gelassene Wahl zwischen den beiden Möglichkeiten, die elektrischen oder die magnetischen Kraftlinien als Strömungs- oder Wirbellinien anzusehen, so, daß die elektrischen Kraftlinien Wirbelfäden, die magnetischen Strömungslinien seien, so kommt dabei ganz von selber die Ungleichheit der beiden Kraftarten zur Abbildung, die darin liegt, daß magnetische Kraftlinien stets nur in sich geschlossen vorkommen, elektrische Kraftlinien dagegen auch offen. Strömungslinien in nirgends neu entstehendem noch verschwindendem Medium können in der Tat nur geschlossen sein. Ebenso fügen sich auch die Wirbelfäden gut der

1) Vgl. „Über Äther und Materie", 1911, S. 17—35. Ich habe die dort entwickelten Vorstellungen hier beibehalten; es würde aber an der Tragweite der im weiter Folgenden mitgeteilten Überlegungen nichts ändern, wenn man diese besonderen Vorstellungen fallen ließe, so daß man unter „Wirbelfäden" bzw. „Strömungslinien" des Äthers schließlich nichts weiter zu verstehen hätte als räumliche Bestimmungsstücke für diskontinuierlich verbreitete Äthervorgänge irgendwelcher Art, welche die Eigenschaften der elektrischen bzw. magnetischen Kraftlinien ergeben.

elektrischen Kraft, wenn man sie als diskontinuierlich, von begrenztem, an den Enden, welche die elektrischen Elementarquanten darstellen, jedenfalls sehr kleinem Querschnitt auffaßt und wenn man, wie wir es tun, jedem elektrischen Elementarquant nur einen Wirbelfaden, entsprechend einer elektrischen Kraftlinie zuschreibt[1]). Auch der Zusammenhang der beiden Kraftarten findet sich von selber dargestellt, wenn man den Ätherwirbelfäden die Eigenschaft hydrodynamischer Wirbelfäden zuschreibt, eine zu ihrer eigenen Richtung und zu ihrer Fortbewegungsrichtung senkrecht gerichtete Strömung zu erzeugen. Daß diese „elektromagnetische Querströmung" den Elektromagnetismus einschließlich der Induktion darzustellen vermag, habe ich früher erläutert.

Als wichtige Bemerkung wurde hierbei schon hervorgehoben[2]), daß man in einem Magnetfelde keineswegs den ganzen Äther als in der dem Felde zugehörigen Strömung begriffen auffassen dürfe, sondern vielmehr stets, auch bei stärksten Feldern, nur einen sehr geringen Teil des gesamten im Raume des Feldes vorhandenen Äthers. Analoges gilt auch für elektrische Felder, und die Vorstellung entspricht auch ganz unserer Grundannahme des diskontinuierlich beschaffenen durchdringlichen Äthers. Würde in einem Magnetfelde der ganze Äther strömen, so würden auch in demselben befindliche Ätherwirbelfäden an der Strömungsbewegung teilnehmen, was eine der Wirklichkeit nicht entsprechende gegenseitige Beeinflussung elektrischer und magnetischer Felder bedeuten würde. Schon um dies auszuschalten und die durch die Erfahrung geforderte gegenseitige Unabhängigkeit gegeneinander ruhender Wirbelfäden und Strömungslinien zu wahren, ist die Annahme der nur teilweisen Zugehörigkeit des an irgendeiner Stelle des Raumes befindlichen Äthers zu jedem dortselbst befindlichen Kraftfelde erforderlich. Auch würde, wenn in einem Magnetfelde der ganze Äther strömte, die Feldstärke nur durch die Strömungsgeschwindigkeit dargestellt sein können, während doch diese Geschwindigkeit wegen der erfahrungs-

---

1) Im kontinuierlichen Äther, bei Bjerknes, boten beide zur Wahl stehenden Möglichkeiten unübersteigliche Schwierigkeiten. Sollten die elektrischen Kraftlinien Strömungslinien sein, so waren es die Schwierigkeiten des Neuauftretens und des Verschwindens von Äther, sollten sie aber Wirbellinien sein, so ergab sich die Unmöglichkeit, hydrodynamische Wirbel so zu gruppieren, wie es z. B. das allseits gleichförmige Feld einer elektrisierten Kugel verlangt. Es sind das letzten Endes eben die Schwierigkeiten, welche den kontinuierlich beschaffenen Äther überhaupt ausschließen.

2) „Über Äther und Materie", 1911, S. 30.

mäßig mit Lichtgeschwindigkeit stattfindenden Ausbreitung von Magnetfeldern stets als der Lichtgeschwindigkeit mindestens an Größenordnung gleich anzusehen ist. Als Ausdruck der Magnetfeldstärke ist in unserem Bilde vielmehr die Zahl der gleichzeitig benutzten Strömungslinien des zum Felde gehörenden Äthers in der Flächeneinheit gegeben.

Wir schreiben demnach beispielsweise einem Magnetstabe seinen eigenen Äther zu, der zu seinem Felde gehört und den er stets mit sich trägt, während der Rest des Äthers in der Umgebung des Magnetstabes und in demselben selbst zu anderen Kraftfeldern gehören kann, die gleichzeitig vorhanden sind. In letzter Linie hat demnach jedes Atom seinen eigenen Äther, also auch jede Dynamide — als Atomgrundbestandteil — ihren eigenen Äther. Derselbe ist enthalten in der elektrischen Kraftlinie, welche die beiden Elektrizitätsquanten der Dynamide verbindet und in dem Magnetfeld der Dynamide. Die elektrische Kraftlinie kann dabei vorgestellt werden als räumlich begrenzter Wirbelfaden, das Magnetfeld als die zu dem bewegten Wirbelfaden gehörige Querströmung, die aus räumlich voneinander getrennten Ätherteilen besteht, deren Bahnen die Magnetkraftlinien sind.

Daß die in unserem Bilde angenommene diskontinuierliche Beschaffenheit der elektrischen und der magnetischen Kraftfelder nicht nur ein Ausweg ist aus den Schwierigkeiten des kontinuierlichen Äthers, sondern daß sie auch sonst mindestens in gewissem Grade der Wirklichkeit entspricht, kann am besten aus den elementaren Kraftfeldern einzelner Elektrizitätsquanten sich zeigen und hat, wie mir scheint, auch bereits sich gezeigt, nämlich an den Wechselwirkungen zwischen einzelnen bewegten Elektronen (Kathodenstrahlen) mit einzelnen Atomen. Es wurde bei eingehender quantitativer Untersuchung der Energieverhältnisse schneller, Atome durchquerender Elektronen gefunden, daß der Fall der Durchquerung ohne jeden Energieverlust sehr häufig ist. So gehen z. B. Elektronen von 0,4 Lichtgeschwindigkeit zu 99 v. H. und solche von 0,9 Lichtgeschwindigkeit zu 99,9 v. H. ganz ohne Geschwindigkeitsverlust durch Luftmoleküle. Die Geschwindigkeit der Elektronen bleibt dabei nicht nur mit Sicherheit nach Größe, sondern sehr wahrscheinlich auch nach Richtung vollkommen ungeändert. Letzteres folgt daraus, daß beispielsweise bei 0,92 Lichtgeschwindigkeit 53000 Durchquerungen mit Luftmolekülen nötig sind, damit ein Elektron im Mittel auch nur um 10^0 aus seiner Bahn abgelenkt werde. Obgleich also das Elektron bei der Durchquerung jedes Luftmoleküls an rund 30 positiven und negativen Elementarquanten, die zum mindesten das Molekül ausmachen, dicht vorbeigeht, erfährt es doch in

den allermeisten Fällen, wie gezeigt, höchstwahrscheinlich überhaupt gar keine Kraftwirkung[1]). Dies wäre unmöglich, wenn die elektrischen und die magnetischen Kraftfelder, sowohl der Elementarquanten der Atome als auch des Kathodenstrahlelektrons, von der durch das Coulombsche und das Biot-Savartsche Gesetz gegebenen kontinuierlichen Beschaffenheit wären. Diese Kraftfelder zeigen nach diesem Befunde vielmehr Lücken; sie sind nicht überall gleichzeitig vorhanden, wie es unserer Vorstellung von der Natur dieser Felder entspricht; der seitlich begrenzte Wirbelfaden des Elektrons (vgl. Fig. 2 w. u.) kann nicht gleichzeitig nach allen Raumrichtungen sich wenden und seine magnetische Querströmung ergreift nicht den ganzen Äther der Umgebung, sondern jeweils nur Teile desselben, die Lücken zwischen sich lassen.

Noch viel unmittelbarer ist kürzlich dasselbe aus Absorptionsmessungen an langsamsten Kathodenstrahlen hervorgegangen. Die Herren K. Ramsauer und H. F. Mayer haben eine erstaunliche Durchlässigkeit des Argonatoms für Elektronen unter 1 Volt Geschwindigkeit gefunden[2]) und zwar ohne jede Änderung der Geschwindigkeit nach Größe und Richtung, was in diesem Falle ganz im einzelnen scharf nachweisbar war. Der hierdurch gelieferte Nachweis der räumlichen Begrenztheit der elementaren Kraftfelder bezieht sich in diesem Falle auf die elektrische Kraft allein; da bei langsamsten Elektronen die magnetischen Kräfte zurücktreten[3]).

Wir kommen auf die Betrachtung von Fällen, in welchen aneinander vorbeigehende Kraftfelder, obgleich gleichartig, ohne gegenseitige Einwirkung bleiben können, wie es bei diesen Atomdurchquerungen offenbar der Fall ist, im später Folgenden von allgemeinerem Gesichtspunkt aus zurück (II und III, 6).

Mittels des räumlich und zeitlich diskontinuierlich wirkenden Äthers konnte auch, ohne auf Widersprüche zu stoßen, der Versuch gemacht werden, ein Bild der Gravitationswirkung als elektromagnetischer Kraftwirkung von Dynamiden zu entwerfen, worüber an anderer Stelle berichtet wurde[4]).

---

1) „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten" S. 183 und 245, woselbst auch die Herleitung der oben gemachten Zahlenangaben zu finden ist.

2) K. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, 513, 1921; H. F. Mayer, Ann. d. Phys. **64**, 451, 1921.

3) Diese Schlüsse wurden bereits im 6. Tätigkeitsbericht des Heidelberger Radiol. Instituts bemerkt (Zeitschr. f. techn. Physik 2, 8, 1921).

4) „Über Relativitätspr., Äther, Gravitation" 1918 u. 1921. Da auch Lichtquanten und Kathodenstrahlelektronen magnetische Kraftlinienringe

II.

Besondere Schwierigkeiten für eine Mechanik des Äthers schien diejenige nun zu betrachtende Gruppe von Erscheinungen zu bieten, aus welcher neuerdings das Relativitätsprinzip hervorgegangen ist, welches bekanntlich eben diesen Schwierigkeiten durch eine „Abschaffung" des Äthers zu entgehen suchte. Es gehören hierher alle die negativ verlaufenen Versuche optischer und elektrischer Art, Absolutbewegung der Erde im Raum nachzuweisen[1]), außerdem aber auch die schon weit früher bekannte Aberration, ferner die an Doppelsternen gemachten Beobachtungen, welche man als Beweis dafür genommen hat, daß eine einheitliche, von der Bewegung der Lichtquelle unabhängige Lichtgeschwindigkeit bestehe[2]), weiter die optischen Mitführungsversuche, welche eine Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit durch Bewegung von Materie studierten[3]), endlich Beobachtungen an Kathodenstrahlen, welche die Lichtgeschwindigkeit als Grenzgeschwindigkeit zeigten[4]), womit die bis heute bekannten Anhaltspunkte über den Äther im wesentlichen erschöpft sind[5]). Um auf diese 6 Anhaltspunkte kurz Bezug nehmen zu können, bezeichnen wir sie der Reihe nach als 1. Aberration, 2. optisch-negative Versuche, 3. elektrisch-negative Versuche, 4. Doppelsternbeobachtungen, 5. optische Mitführung, 6. Kathodenstrahlbeobachtungen, und es genügt als Beispiel der optisch-negativen Versuche den bekannten Michelsonschen und als Beispiel der elektrisch-negativen Versuche den Röntgenschen zu betrachten, den einfachst gedachten und deshalb lehrreichsten, in welchem ein relativ zur Erde ruhender, also mit dieser bewegter, elektrisch geladener

besitzen (vgl. Fig. 1 u. 2), ist die Annahme, daß sie, gleich den aus Dynamiden bestehenden Atomen, der Gravitation unterworfen seien, nach unserem Bilde von der Gravitationswirkung zulässig, wenn auch anscheinend nicht ohne Bedenken (vgl. die spätere Note über Lichtstrahlen-Krümmung bei der Sonne).

1) Eine sehr reichhaltige Zusammenstellung dieser Versuche bis zum Jahre 1910 findet sich von J. Laub in Starks Jahrb. 7, 405.

2) De Sitter, Akad Amsterdam **15**, 1297, 1913; P. Guthnick, Astron. Nachr. **195**, 266, 1913; De Sitter, Phys. Zeitschr. **14**, 1267, 1913.

3) Die ältestbekannte hierhergehörige Beobachtung mit positivem Resultat ist die von Fizeau an strömendem Wasser. Zitate und nähere Erläuterungen siehe im später Folgenden unter III.

4) Eingehendes hierüber s. unter III.

5) Das Doppler-Prinzip werden wir im Folgenden ebenfalls zu Rate ziehen; es bietet jedoch der Ätherphysik keine Schwierigkeiten und liefert daher auch keine Anhaltspunkte zu deren Neugestaltung, weshalb es oben nicht mit aufgezählt ist.

Kondensator wider Erwarten keine merklichen magnetischen Kräfte um sich verbreitet hat.

Es mag in der Tat schwierig erscheinen, aus der Gesamtheit des hiermit vorliegenden Tatsachenmaterials ein widerspruchsfreies Bild vom Äther und den Vorgängen in ihm zu formen. Schon allein die Frage, ob der Äther von der bewegten Erde mitgenommen werde oder ob nicht, bereitet Schwierigkeiten. Man findet die Frage im einen, aber auch im anderen Sinne beantwortet, nicht ohne daß aber in beiden Fällen Widersprüche oder doch unbefriedigende Künstlichkeiten im Bilde des Äthers übrig blieben. Läßt man die Erdkugel frei durch einen in seiner Gesamtmasse ruhenden Äther sich bewegen[1]), so ist die Aberration unmittelbar erklärt, die optisch-negativen Versuche verlangen aber dann die von Lorentz und Fitzgerald angenommene Kontraktion aller festen, relativ zum Äther bewegten Körper in Bewegungsrichtung, wobei aber dennoch ein Teil der elektrisch negativen Versuche unverständlich bleibt. Läßt man dagegen den Äther mit der Erdkugel sich bewegen, also relativ zu dieser in ihrem Innern und an ihrer Oberfläche ruhen, so sind allerdings sämtliche optisch- und elektrisch-negativen Versuche ohne alle weitere Annahmen verständlich, dagegen bereitet die Aberration Schwierigkeiten, indem ihre von Stokes auf dieser Grundlage allerdings versuchte Erklärung nicht befriedigt[2]) und außerdem ist die nur teilweise Mitführung des Lichtes, in strömendem Wasser zum Beispiel, dazu noch in ihrer Abhängigkeit nur vom Brechungsexponenten und nicht von der Stoffmenge, schlecht verständlich, indem man erwarten sollte, daß der Äther wie von der Erdkugel, so auch von jedem materiellen Körper ganz mitgeführt wird oder, wenn der Körper dazu zu klein wäre, doch in einer von seinem Volum oder seiner Masse abhängigen Menge. Teilweise Mitführung des Äthers von der Erde — also eine zwischenliegende Annahme — bietet keinen verbesserten Ausweg.

Will man innerhalb der Bilder zweiter Art einen Ausweg finden

1) Diese Annahme ist zuletzt besonders von H. A. Lorentz gemacht und durchgeführt worden; ich hatte mich derselben bisher ebenfalls angeschlossen.

2) Siehe hierzu besonders H. A. Lorentz, „The theory of Electrons", Leipzig 1909, S. 169 u. ff. E. Gehrcke zeigt allerdings einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten (Drudes Optik, 3. Aufl. 1912 u. D. Phys. Ges. 1918, S. 165, 1919, S. 67), doch erscheint er, wenigstens von dem auf Durchführung im einzelnen noch nicht eingehenden Standpunkt aus, den wir in diesem einleitenden Teile einnehmen, weniger angezeigt, als der oben verfolgte.

aus diesen Schwierigkeiten, so muß man zu dem früher[1]) schon für den Fall des Eintretens von Unbegreiflichkeiten angegebenen Mittel sich wenden: zur Einführung eines „Uräthers" (Metäthers) als gleichzeitig mit dem „Äther" im Raume bestehend. Auch die Mechanik des Uräthers darf, wie die des Äthers, nicht gleich der Mechanik der Materie erwartet werden, sondern es kommt nur darauf an, daß die Vorgänge des Uräthers sowie die im Äther für uns begreiflich, d. i. in widerspruchsfrei, übrigens beliebig gearteter Abbildung unserem Geiste, der mit dem euklidischen Raum und der gewöhnlichen Zeit arbeitet, zugänglich seien. Daß die Abbildung dann auch in Gleichungen gefaßt werden kann, ist selbstverständlich. Die Art dieser Vorgänge und ihre Gesetzmäßigkeiten müssen der Erfahrung entnommen werden, d. i. wir müssen unsere Bilder vom Uräther und vom Äther so einzurichten suchen, daß — wie Hertz es zuerst klar für alle Fälle, die dem Naturforscher vorliegen mögen, ausgesprochen hat — die denknotwendigen Folgen der Bilder immer wieder Bilder der naturnotwendigen Folgen der abgebildeten Gegenstände seien. Gelingt dies, so wäre die Einführung des Uräthers berechtigt; zugleich ist seine Existenz dann ebenso erwiesen wie die des Äthers oder der Luft oder der Erdkugel. Bis zur Entscheidung hierüber wird noch ein weiter Weg sein[2]). Ich möchte aber jetzt angeben, in welcher Weise ich mittels des Uräthers und der schon oben erläuterten Vorstellung eines zu jedem materiellen Körper gehörigen Äthers einen Ausweg sehe, der mir gangbar erscheint und der des Pflegens wert sein könnte, solange er nicht durch neue Erfahrung etwa abgeschnitten wird.

Wir stellen uns den Uräther überall im Raum gleichmäßig vorhanden und in seiner Gesamtmasse als ruhend vor (wie man es bisher mit dem Äther zu tun versuchte); er ist das Medium, welches das Verhalten des Äthers — die Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes — bedingt, im besonderen auch das Medium, in welchem elektromagnetische Wellen mit Lichtgeschwindigkeit laufen, nachdem sie fertig erzeugt und von der emittierenden Materie genügend frei geworden sind.

Den Äther fassen wir dagegen als zur Materie gehörig auf

---

1) „Über Äther und Materie" 1910, Schlußsatz.

2) Die Entscheidung über die Begreifbarkeit der Natur — auch nur der unbelebten — überhaupt, d. i. über ihre modellmäßige Abbildbarkeit in unserem Geiste, liegt noch weiter hinaus; denn wenn es mittels des Uräthers neben dem Äther nicht gelingt, wird man noch andere Hilfsmittel einzuführen versuchen.

(allerdings aber als ebenso verschieden von ihr, wie das bisher schon gedacht wurde); jedes Atom hat — wie nach früherer Entwicklung oben bereits angegeben — seinen eigenen Äther, wenn auch nicht in unveränderlicher Menge, da Abgabe und Aufnahme von Äther seitens der Atome stattfinden kann. Andern Äther als der zu den Atomen der Materie bzw. den einzelnen Dynamiden oder Elektrizitätsquanten gehört und der mit solchen — oder von solchen in Gestalt elektromagnetischer Wellen abgeschossen selbständig — im Uräther unterwegs ist, gibt es nicht. Der zu einem bestimmten Atom gehörige Äther bildet dessen elektromagnetisches Kraftfeld, das man — wie oben und früher schon erläutert — etwa als Wirbelfäden (elektrische Kraftlinien) und Strömungslinien (magnetische Kraftlinien) des zum Atom gehörigen Äthers abbilden kann. Die elektrischen Kraftlinien (Wirbelfäden) — je nur eine in jeder Dynamide des Atoms — sind in den strahlungsfreien Bahnen der Elektronen des Atoms kurzgeschlossen [1]) ungleich den elektrischen Kraftlinien großer ruhender Ladungen, die auch weite Umkreise machen. Das Magnetfeld (die Strömungslinien) der Dynamiden stellen wir uns gleich den Magnetkraftlinien großer Kreisströme bis in unendliche Fernen reichend vor, so aber, daß diese Linien bloß intermittierend von den zur Dynamide gehörigen Ätherteilen betätigt werden [2]). Mittels dieser einzeln, intermittierend wirksam werdenden Magnetkraftlinien suchten wir auch bereits die Gravitationswirkung der Atome zu erklären [3]).

Hieraus geht hervor, daß wir uns den zu einem Atom gehörigen Äther zum einen Teile (soweit er das elektrische Kraftfeld ausmacht) im Atomraum selbst bzw. in dessen nächster Umgebung vorhanden, zum andern Teile (soweit er das magnetische Kraftfeld ausmacht) so im unendlichen Raume um das Atom verteilt denken, wie das magnetische Kraftfeld eines Systems von Kreisströmen um dieses verteilt ist.

1) Vgl. „Über Äther und Materie“ 1911, S. 44.

2) Es geht aus dieser Vorstellung auch hervor, daß der zu einem materiellen Körper gehörige Äther (das elektromagnetische Kraftfeld des Körpers) Drehungen des Körpers nicht etwa mit einheitlicher Winkelgeschwindigkeit folgt.

3) Vgl. den Schluß von I. Die Frage des Zutreffens des dort erläuterten Gravitationsmodells berührt übrigens nicht den Wert der hier vorzutragenden Vorstellungen. Es könnte etwa auch sein, daß die Gravitation eine den gegenwärtig zugänglichen Anschauungen noch sehr fernliegende Wirkung des Uräthers ist. Vgl. auch die später folgende Note über Lichtstrahlen-Krümmung bei der Sonne und die bei Gl. 1 (III, 6) eingeschaltete Bemerkung.

Während wir also den Uräther — soweit zu sehen — überall gleichmäßig vorhanden anzunehmen haben, ist die räumliche Verteilung des Äthers sehr ungleichmäßig. Wo Anhäufungen von Materie sind, wird auch viel Äther sich finden, und in zunehmendem Abstand von solchen Anhäufungen, wie die Erdkugel eine ist, wird die Äthermenge in der Raumeinheit abnehmen; im Himmelsraum, fern von materiellen Massen, wird der Äther nur spärlich vorhanden sein. Der Äther in der Umgebung der Erdkugel wird, da er fast ganz nur zu deren eigenen Atomen gehört, fast ganz mit ihr sich bewegen, relativ zu ihr also ruhen [1]), während der Uräther diejenige Relativbewegung zur Erdkugel hat, welche man — mit entgegengesetzter Richtung — auch als Absolutbewegung der letzteren bezeichnen kann. Der spärliche Äther im Himmelsraum hat die seiner Zugehörigkeit zu den verschiedenen Himmelskörpern entsprechende gemischte Bewegung. Außer diesem Äther ist im Himmelsraum auch der die Lichtquanten der Strahlungen der Himmelskörper ausmachende Äther vorhanden.

Man bemerkt, daß wir nach diesen Festsetzungen in allem folgenden berechtigt sind, in ganz bestimmter, eindeutiger Weise von Relativgeschwindigkeiten gegenüber Äther zu reden, wenn nur klar ist, welcher Äther gemeint ist. Ist letzteres der Fall, wissen wir nämlich, zu welchem Körper der betreffende Äther gehört, so ist auch klar, daß es sich um Relativgeschwindigkeit zu eben diesem Körper handelt, wenn man nur nicht in allzu großem Abstand von demselben sich befindet [2]).

Der wichtige Punkt und die Besonderheit unserer Auffassung, worauf die Beseitigung der Widersprüche beruht, welche zuletzt immer noch die Äthervorstellung — auch die diskontinuierliche — belasteten, liegt beim Vorgang der Emission der Lichtquanten und der Fortbewegung derselben im Raume, worauf jetzt näher einzugehen ist.

---

1) In der Gesamtmasse ruht der Äther der Erde relativ zu dieser, abgesehen also von den zu seiner Feldbewegung (längs der Magnetkraftlinien) gehörigen inneren Geschwindigkeiten, die wegen der bekannten Ausbreitungsgeschwindigkeit magnetischer Kraft als ungefähr gleich der Lichtgeschwindigkeit vorzustellen sind.

2) Wie groß die Abstände sind, in welchen ein Zurückbleiben des Äthers eines Körpers wegen Eigenbewegung des letzteren im Uräther merklich wird, ist im einzelnen unbekannt. Nur so viel zeigt die bisherige Erfahrung, daß es sich bei Körpern wie die Erdkugel um sehr große Abstände handeln muß, was auch ganz den großen Geschwindigkeiten entspricht, mit welchen in unserer Vorstellung die Ätherteile längs der Magnetkraftlinien sich bewegen. Vgl. auch das folgende und III, 4.

Das Lichtquant selbst, der kohärente Ätherwellenzug von bestimmtem Energieinhalt, besteht in unserer Vorstellung [1]) aus so vielen voneinander gleichabstehenden elektrischen und zugehörigen magnetischen Kraftlinienringen, als halbe Wellen in ihm vorhanden sind, wobei je zwei benachbarte Kraftlinienringe von entgegengesetzter Richtung sind (vgl. Fig. 1 [2])). Das ganze so beschriebene Gebilde, das Lichtquant, trägt seinen eigenen Äther, der seine Kraftlinienringe ausmacht, mit sich, während es mit Lichtgeschwindigkeit läuft. Es ist dies Äther, der ursprünglich zum emittierenden Atom gehörte und der bei der Emission des Quants aus dem Atom entwichen ist, wobei er die sehr große Beschleunigung bis zur Lichtgeschwindigkeit erlitten hat. Wir betrachten später die hierbei vorausgesetzten Kräfte [3]) und verfolgen hier zunächst den Lauf des fertig emittierten Lichtquants. Wir nehmen an, daß das Lichtquant als Wellenzug im umgebenden

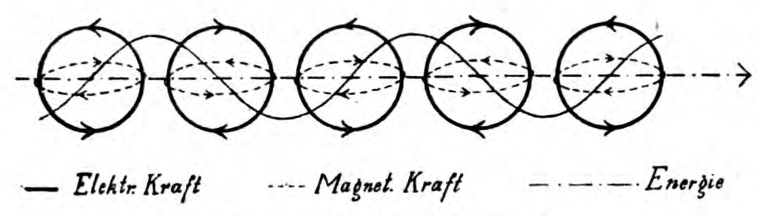


Fig. 1. Lichtquant, schematisch.

Äther weiterläuft, daß es also nicht absolut, sondern relativ zu diesem Äther Lichtgeschwindigkeit besitzt. Dieser Äther ist nach dem bereits Entwickelten bei einem auf der Erde emittierten Lichtquant der Äther der Erdkugel, welcher als Ganzes relativ zu dieser ruht und gegen dessen überwiegende Menge der spurenweise vorhandene Äther anderer Gestirne verschwindet, ebenso wie der zum — etwa relativ zur Erde bewegten — Ursprungsatom des Lichtquants oder zu anderen bewegten Körpern der Umgebung gehörende Äther. Das irdische Lichtquant hat demnach Lichtgeschwindigkeit relativ zur Erde. Wir fassen dies als eine Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit

1) Vgl. „Über Relativitätspr., Äther, Gravit." 1921, Note 17, S. 27.

2) Die Kreisform der Ringe in der Figur ist willkürlich; wir lassen die Form der Ringe ebenso wie die damit zusammenhängende Breite des Lichtquants unbestimmt. Mindestens die magnetischen Ringe müssen übrigens nach unserer bisher schon entwickelten Vorstellung von wechselnder, in Wirklichkeit unbegrenzt großer Breite sein; vgl. S. 324.

3) Siehe III, 6.

von seiten des Äthers auf, in welchem das Lichtquant entstanden ist[1]) und wir nehmen an, daß die Beeinflussung im weiteren Lauf des Lichtquants allmählich verschwindet, so daß die Geschwindigkeit allmählich in absolute Lichtgeschwindigkeit übergeht, d. i. in Lichtgeschwindigkeit gemessen relativ zum Uräther, in welchem das Lichtquant auch schließlich läuft, wenn es in den freien Himmelsraum gelangt[2]). Diese Bewegung mit Lichtgeschwindigkeit relativ zum Uräther behält das Lichtquant dann auch dauernd bei, solange es unverändert bestehen bleibt, auch wenn es, wie ein vom Sirius zur Erde kommendes Lichtquant, wieder in das Ätherbereich von Materie gelangt. Wir nehmen an, daß es von dem Äther, den es dann durcheilt, nicht beeinflußt wird, bis es zu Wechselwirkung mit materiellen Atomen gelangt, die es trifft, wodurch seine Geschwindigkeit abgeändert werden kann (Brechung) oder aber auch seine gänzliche Umwandlung eintreten kann (Absorption). Das Lichtquant kann bei diesen Vorgängen Äther aus den Atomen der lichtbrechenden Materie aufnehmen oder mit seinem Äther in den eines absorbierenden Atoms übergehen[3]). Es sind dies die Vorgänge, bei denen das Lichtquant von neuem unter den Einfluß der Geschwindigkeit von Materie gelangt.

Man kann zu der hier angenommenen Unbeeinflußbarkeit einmal fertig emittierter Lichtquanten, im Gegensatz zur Beeinflussung durch den umgebenden Äther beim Emissionsvorgang selbst, bemerken, daß diese Annahme durch mehrfache Erfahrung gestützt wird, abgesehen von den im folgenden Abschnitt zu besprechenden besonderen Erfahrungen, um deren Verständnis willen wir die Annahme eingeführt haben und die daher mit ihr unmittelbar im Einklang sind. Man weiß, daß weder stärkste elektrische noch magnetische Felder einmal emittierte Lichtquanten irgendwie beeinflussen, sofern diese Felder nur

1) Zu bemerken ist für den Fall, daß das emittierende System während der Emissionszeit des Lichtquants seine eigene Geschwindigkeit änderte, daß den einzelnen Teilen (Wellen) des Lichtquants keine dauernd bestehen bleibenden gegenseitigen Relativgeschwindigkeiten zugeschrieben werden dürfen, um mit der Erfahrung im Einklang zu bleiben (vgl. III, 4).

2) Die hierbei vorausgesetzten Lichtgeschwindigkeitsänderungen müssen von entsprechenden Wellenlängenänderungen des Lichtquants begleitet sein, sodaß die Schwingungszahl konstant bleibt; Steigerung der Geschwindigkeit ist mit Dehnung, Verminderung derselben mit Schrumpfung der Kraftlinienringe des Lichtquants verbunden. Senkrecht zur Emissionsrichtung stehende Geschwindigkeitskomponenten der Lichtquanten, herrührend von ebenso gerichteter Geschwindigkeitskomponente der Lichtquelle nehmen wir als dauernd unverändert weiter bestehend an.

3) Vgl. III, 6.

im Äther, ohne Beisein von Atomen, durchlaufen werden, und auch gegenseitige Beeinflussung denselben Raum durchziehender Lichtquanten findet nicht statt, beispielsweise gelangen alle spektralen Feinheiten der fernsten Gestirne offenbar unverändert bis zu uns. Der Grund der Unbeeinflußbarkeit liegt offenbar darin, daß die Felder der Lichtquanten mit Lichtgeschwindigkeit (relativ zum umgebenden Äther bzw. Uräther) sich bewegen[1]). Auch andere elektromagnetische Felder sind bekannt, die bei größter Geschwindigkeit ihrer Fortbewegung unbeeinflußbar werden: die Kathodenstrahlen[2]), und dieses Verhalten wird sogar allein schon von Maxwells Theorie gefordert, der auch die von uns für genügend weit von der Erzeugungsstelle entfernte Lichtquanten angenommene Unveränderlichkeit der Geschwindigkeit in von Materie freiem Raum laufender elektromagnetischer Wellen entspricht. Was unsere Annahme noch hinzufügt, betrifft im Grunde nur den Erzeugungsvorgang der Lichtquanten, den wir in den die emittierende Materie umgebenden Äther verlegen und wobei wir vorhandener Fortbewegungsgeschwindigkeit dieses Äthers einen bestimmenden Einfluß zuschreiben. Die Verlegung des Emissionsvorgangs aus dem emittierenden, die Energie liefernden Atom in den dasselbe umgebenden Äther hat mehrere Gründe für sich[3]).

1) Es muß hiernach vom Standpunkt des elektromagnetischen Gravitationsmodells aus zweifelhaft erscheinen, ob Lichtquanten Gravitationswirkung zeigen können, obgleich sie gleich Dynamiden magnetische Kraftlinienringe enthalten. Liegt dagegen die Vermittlung der Gravitationswirkung rein im Uräther, was wohl vermutet werden könnte, so wäre die Annahme einer der Masse der Lichtquanten proportionalen Gravitationswirkung das Gegebene. Die Lichtstrahlenkrümmung bei der Sonne kann von diesem sehr einfachen Gesichtspunkte aus ganz ebenso vermutet werden, wie das komplizierte Gebäude der Relativitätstheorie sie vermutet. Von Sicherheit ist man in beiden Fällen ziemlich gleich weit entfernt. Vgl. hierzu die bei Gl. 1 (III, 6) eingeschaltete Bemerkung.

2) Bei den Kathodenstrahlen spielt allerdings außerdem auch die mit der Geschwindigkeit veränderliche Masse eine Rolle. Wir untersuchen den Gegenstand weiter unten (III, 6) ausführlich.

3) Experimentell würde die Frage, ob die Lichtgeschwindigkeit kurz nach der Emission relativ zum umgebenden Äther bestehe, wie wir es annehmen oder ob sie nicht vielmehr relativ zum emittierenden Atom gelten sollte, durch Interferenzbeobachtungen an dem von Kanalstrahlen emittierten Lichte zu behandeln sein. Es würde im ersteren Falle die Wellenlänge in Bewegungsrichtung so verändert sich ergeben müssen, wie es dem Dopplereffekt entspricht; im letzteren Falle dagegen wäre die Wellenlänge ungeändert und der Dopplereffekt käme erst durch die veränderte Relativgeschwindigkeit des Wellenzuges gegenüber dem Beobachter zustande.

Erstens ist das Lichtquant ein Gebilde, das an räumlichem Umfang das Atom außerordentlich überschreitet. Seine Länge zählt sicher nach Metern [1]) und seine Breite muß selbst am Orte der Emission allermindestens eine halbe Wellenlänge überschreiten, ist in Wirklichkeit sogar unbegrenzt [2]); sein Volum beträgt demnach bei mittlerem sichtbaren Licht sicher über 10^{-7} cm^3. Die Breite des Lichtquants ist daher mehr als das Tausendfache der Breite eines mittleren Atoms und sein Volum mehr als das 10^{15}fache eines mittleren Atomvolums. Zweitens scheint beim Emissionsvorgang tatsächlich ein gewisses gegenseitiges Sichanpassen von Lichtquanten stattzufinden, die aus benachbarten, sogar ziemlich weit voneinander abstehenden Atomen ihre Energie erhalten, so, als wäre die Emission aus diesen Atomen ein einziger gemeinsamer, in ihrer Umgebung stattfindender Vorgang. Wenigstens können so Herrn Schrödingers Beobachtungen gedeutet werden, welche sehr breite kohärente Wellenflächen in der Umgebung eines glühenden Drahtes gezeigt haben [3]). Drittens ist von der Umkehrung des Emissionsvorgangs, nämlich vom Absorptionsvorgang nachgewiesen, daß er in weiter Umgebung des absorbierenden Atoms abläuft. Ich habe beispielsweise zeigen können, daß der lichtabsorbierende Querschnitt eines *Bi*-Atoms sicher mehr als das Zwanzigfache seines wirklichen Querschnitts beträgt [4]).

Findet also der Erzeugungsvorgang der Lichtquanten im umgebenden Äther statt, so ist es auch nicht zu verwundern, daß der Bewegungszustand dieses Äthers mitbestimmend ist für den Bewegungszustand der in ihm erzeugten Lichtquanten, wie wir es annehmen, und das Besondere wäre vielleicht nur der spätere Übergang zur absoluten Lichtgeschwindigkeit, für den wir allerdings nach bisheriger Erfahrung keinen bestimmten Abstand von der Lichtquelle angeben können [5]).

Was die Wiederbeeinflussung bereits in den Uräther übergegangener Lichtquanten durch Atome (Lichtbrechung, Absorption) anlangt, die

---

1) Nach den Strecken, längs welcher Kohärenz von Lichtwellenzügen bei Interferenzversuchen beobachtet ist, kämen Lichtquanten von mindestens 1 m Länge vor; nach Herrn W. Wiens Beobachtungen an Kanalstrahlen wären Längen von rund 10 m nachgewiesen (vgl. „Über Relativitätspr., Äther, Gravitation“ 1921, Note 17, S. 27, 28).

2) Vgl. die Note zur Fig. 1.

3) Schrödinger, Ann. d. Phys. **61**, 69, 1920.

4) „Über Lichtsummen bei Phosphoren“, Heidelberger Akad. 1912, A. 5, S. 41.

5) Vgl. hierzu III.

doch auch nur elektromagnetische Felder sind, während solche Felder sonst keine Beeinflussung ausüben, so kann bemerkt werden, daß dabei das Stattfinden besonderer gegenseitiger Lagerungen der aufeinander wirkenden Felder eine Rolle spielen muß. Es geht aus den Erfahrungen an Kathodenstrahlen hervor, daß auch bei den sehr schnell bewegten Feldern dieser Strahlen eine Beeinflussung von seiten anderer Felder, wie es die von elektrischen Kondensatoren sind, dann stattfindet, wenn dazu günstige gegenseitige Lagerungen der Felder vorhanden sind oder sich herstellen können[1]. Für die Einwirkung der Felder der Atome auf die der Lichtquanten würde demnach ausschlaggebend sein, daß die Atomfelder Periodizität besitzen, welche zusammen mit der Periodizität der Lichtquantenfelder dauernd günstige gegenseitige Lagerung der Felder während des Vorbeiziehens des Lichtquants im Atom ergeben kann.

III.

Mit Benutzung der unter II entwickelten Vorstellungen verschwinden alle Schwierigkeiten und Widersprüche, die an die sechs dort genannten Erfahrungsgruppen sich knüpfen und die zuletzt die Ätherphysik verdunkelt haben. Zugleich verschwinden auch die Zumutungen an unseren Geist nicht nur, welche in der Beibringung fremdartiger Raum- und Zeitvorstellungen liegen, wie sie die Relativitätstheorie beliebt, sondern auch die sonderbaren Annahmen der Längenkontraktionen und der Uhrenverzögerungen als Bewegungsfolgen, wie sie derselben Theorie eigen sind. Sonderbar nennen wir diese Annahmen deshalb, weil diese Bewegungsfolgen jederzeit um uns vorhanden sein sollen, und zwar an sinnlich unmittelbar kontrollierbaren Gegenständen wie Maßstäben und Uhren, aber doch ohne jemals überhaupt kontrolliert werden zu können, und dies nicht etwa, weil sie dazu für gewöhnlich viel zu klein sind, sondern weil sie, wären sie noch so groß, überhaupt niemals wahrnehmbare positive Folgen nach sich ziehen sollen.

Es ergibt sich hiergegen, sobald man sich auf den Standpunkt der vorgebrachten Anschauungen stellt, folgendes:

1. Die Aberrationsbeobachtungen sind in der gewöhnlichen Weise unmittelbar verständlich und zutreffend berechenbar; denn das Licht der Sterne kommt im Uräther zu uns, der jetzt die Rolle des früher schlechthin Äther genannten, an den Bewegungen der Materie

---

1) Dies findet im später Folgenden (III, 6) nähere Erläuterung an Beispielen (Fig. 3 u. 4).

nicht teilnehmenden raumerfüllenden Mediums übernommen hat[1]). Der zur Erde gehörende, mit ihr bewegte Äther stört nach unserer Annahme die Lichtquanten der Sterne nicht, weil sie längst fertig emittiert zur Erde kommen und weil der Einfluß materieller Moleküle wie der der Luft oder anderer Stoffe, die das Licht im beobachtenden Fernrohr zu durchsetzen hat, herausfällt[2]).

2. Die optisch-negativen Versuche (z. B. der Michelsonsche) sind ebenfalls unmittelbar verständlich; ihre Fruchtlosigkeit (bei bisheriger Ausführungsweise[3])) ist von vornherein klar, ohne daß man weder Besonderheiten (wie Lorentz-Kontraktion) noch irgendein besonderes Prinzip (Relativitätsprinzip) hinzuzuziehen brauchte. Denn alle diese Versuche laufen gänzlich im Äther der Erde ab, der mit ihr bewegt ist; sie haben mit der Erdbewegung im Raum, die sie nachweisen wollten, ebensowenig zu tun, als beispielsweise die Bahn eines im Zimmer geworfenen Körpers relativ zu den Zimmerwänden, oder die Schallbewegung in der Zimmerluft, mit der Erdbewegung zu tun hat.

3. Für die elektrisch-negativen Versuche[4]) gilt dasselbe wie unter 2; sie bieten nichts Neues. Die Magnetnadel z. B. im Röntgenschen Versuche bleibt in Ruhe, weil gar kein Magnetfeld erzeugt wird, da der an der Erde befestigte Kondensator relativ zu dem ihn

---

1) Da wir annehmen, daß senkrecht zur Emissionsrichtung stehende Geschwindigkeitskomponenten der Lichtquanten, herrührend von Bewegung der Lichtquelle, dauernd bestehen bleiben, ist die Aberrationsverschiebung der Lichtquelle stets durch die Relativbewegung Lichtquelle-Beobachter bestimmt.

2) Siehe hierzu Näheres über Aberration bei wassergefülltem Fernrohr unter 5c.

3) Soviel mir bekannt, sind alle diese Versuche bisher nur mit irdischen Lichtquellen ausgeführt worden, was wir oben voraussetzen. Die Ausführung des Michelsonschen Versuches mit Sonnenlicht und noch mehr mit Fixsternlicht wäre von hohem Interesse; er müßte im letzteren Falle ein positives Resultat ergeben, und es wäre dies eine augenfällige Bestätigung unserer Auffassungsweise in ihrer hier vorliegenden besonderen Durchführung. Ein negatives Ergebnis des Michelsonversuchs mit Fixsternlicht würde unsere Auffassungsweise nicht widerlegen, nur in Einzelheiten abändern, wie dies bereits in den „Astr. Nachr.“ auseinandergesetzt ist (s. erste Fußnote im Vorliegenden). Vgl. außerdem 5c, Mitwirkung der Erdkugel betreffend.

4) Vgl. hierzu und zu 2 die Zusammenstellung von J. Laub (Zitat unter II).

umgebenden Äther ruht[1]), weil es der Äther der Erde ist und dieser keine Relativbewegung zur Erde hat, wie der Kondensator auch. Man sieht so unmittelbar ein, daß diesem und den verwandten Versuchen, die Bewegungen von Magnetnadeln, aufgehängten Kondensatoren usw. als Folge der Erdbewegung suchten, der positive Erfolg fehlen muß, noch mehr als dem Mann, der den Koffer heben will, auf dem er selbst steht; denn es geht in diesen Versuchen überhaupt nichts zur Sache vor sich als nur das Beobachten des Beobachters. Das Relativitätsprinzip, welches — vom Standpunkt allgemeinen Naturbegreifens aus gesehen — hauptsächlich zur Entlastung von der Unverständlichkeit der negativen Erfolge der Versuchsgruppen 2 und 3, wenn verglichen mit der positiven Erfahrung von 1, zu begrüßen war, ist jetzt hierzu ganz entbehrlich, und es ist dies ein Gewinn; denn die Entlastung war mittels Zumutungen an den gesunden Verstand erkauft.

4. Die Doppelsternbeobachtungen. Doppelsterne mit stark zur Gesichtslinie geneigter Bahnebene sind in erheblicher Zahl beobachtet, und ihre Bahnen haben sich widerspruchsfrei berechnen lassen. Dieses wäre, wie von Herrn De Sitter zuerst bemerkt wurde[2]), nicht möglich, wenn die Geschwindigkeit des Lichtes auf dem Wege vom Stern zu uns relativ zum emittierenden Stern zu rechnen wäre. Denn es würden dann Lichtzeitenunterschiede bestehen, je nachdem der Stern im aufsteigenden oder absteigenden Knoten seiner Bahn sich befindet, die bei der Größe der Entfernung leicht die halbe Umlaufszeit des Sterns oder mehr betragen könnten, was die Bahnbewegung des Sterns, von uns aus beobachtet, gänzlich entstellen und also eine widerspruchsfreie Bahnberechnung ohne weiteres unmöglich machen würde.

Der hieraus als nächstliegend gezogene Schluß, daß die Lichtgeschwindigkeit im von Materie freien Raum ihre stets gleiche Größe absolut, unabhängig von der Bewegung der Quelle einhält, worauf Herr Einstein sein System der Relativitätstheorie gründete, braucht aber durchaus nicht für den ganzen Lichtweg vom Stern bis zu uns zu gelten. Vielmehr verschwinden alle merkbaren Widersprüche mit den Bahnberechnungen auch dann, wenn dieser Schluß nur für den über-

1) Nicht also etwa, weil der Kondensator relativ zur Magnetnadel ruht, ist in unserer Auffassung der Erfolg negativ; er müßte positiv sein nicht nur — wie von Rowland nachgewiesen —, wenn der Kondensator relativ zur Magnetnadel sich bewegte, sondern auch, wenn Kondensator und Magnetnadel zusammen relativ zur Erde bewegt würden.

2) Zitate s. unter II.

wiegenden Teil des Lichtweges gilt, nicht aber für einen gewissen Anfangsteil in der Umgebung der Quelle, wie es unserer Annahme entspricht, nach welcher nur in diesem Anfangsteil die Lichtgeschwindigkeit relativ zur Quelle rechnet. Nimmt man beispielsweise für den von Herrn De Sitter besonders betrachteten typischen Fall des spektroskopischen Doppelsterns β Aurigae an, daß die Lichtgeschwindigkeit bis zu 100 Neptunsbahnradien weit vom Doppelstern relativ zu ihm bestehe, von da ab bis zur Erde (rund 50 Lichtjahre lang) aber absolut, so bleibt man noch weit innerhalb der von Herrn De Sitter angegebenen Grenze der Verträgiichkeit mit der mechanischen Deutung der Beobachtungen, wie sie in der Bahnberechnung zum Ausdruck kommt[1]), und 100 Neptunsbahnradien bedeuten einen Abstand vom Schwerpunkt des Doppelsternsystems, in welchem dessen Eigenäther jedenfalls schon sehr wenig merklich sein muß, da die Massen der Doppelsterne von nicht wesentlich höherer Größenordnung sind als die Massen unseres Sonnensystems, so daß auch das Gravitationsfeld, die am weitesten reichende Massenäußerung, in diesem Abstand schon sehr schwach sein muß. Allerdings nehmen wir nicht sprungweisen, sondern stetigen Übergang der Relativgeschwindigkeit des Lichtes zur Absolutgeschwindigkeit an; aber das Beispiel zeigt doch in jedem Falle, auch wenn wir das Gesetz des Übergangs noch frei lassen, daß genügender Raum für den Übergang innerhalb des abnehmenden Ätherfeldes des Doppelsterns bis zur Erde vorhanden ist. Es besteht daher kein Widerspruch zwischen unserer Annahme und den Doppelsternbeobachtungen. Vielmehr haben wir diese in erlaubter Weise so gedeutet, daß auch die Widersprüche 1, 2, 3, welche sonst vorhanden wären, samt den Widrigkeiten der Relativitätstheorie verschwinden. Ob unsere Deutung und also die zugrunde gelegte Anschauung in jeder Beziehung der Wirklichkeit entspricht, würde natürlich am direktesten prüfbar sein durch Beobachtungen in solchen weder zu kleinen noch zu großen Entfernungen von schnell bewegten Lichtquellen, daß man im Gebiet des Übergangs von der relativen zur absoluten Lichtgeschwindigkeit sich befände. Dies scheint uns allerdings versagt zu sein; innerhalb des Sonnensystems sind die Abstände vermöge des wahrscheinlich großen Ätherfeldes der Sonne vielleicht zu klein, und die nächsten Fixsterne

1) $k < 0{,}002$ bei De Sitter, Phys. Zeitschr. **14**, 1267, 1913. Man vgl. hierzu eine frühere Note (Fig. 1 nachfolgend), welche einen Einwand ausschaltet, der auf Grund der alten Undulationstheorie erhoben werden könnte (W. Zurhellen, Astron. Nachr. **198**, 2, 1914), die man aber allerdings nicht als erschöpfend richtig ansehen darf.

sind wohl zu weit entfernt. Eingehendes, erneutes kritisches und experimentelles Studium aller mit der Lichtgeschwindigkeit zusammenhängenden Fragen von den hier vorgebrachten Gesichtspunkten aus wird aber schließlich jedenfalls zeigen müssen, wie weit die durch die Natur der Dinge begrenzten Prüfungsmöglichkeiten für unsere Annahmen gehen und wie weit die letzteren in der vorliegenden Durchführung bestätigt werden[1]).

5. Optische Mitführungsversuche. Hierher gehören dreierlei im einzelnen sehr verschiedene Versuchsweisen, die aber das Gemeinsame haben, einen Einfluß bewegter Materie auf die Lichtausbreitung zu suchen.

a) Versuche von O. Lodge[2]), bei welchen Licht im engen Raum zwischen zwei parallelen, um die Schwerpunktsachse größten Trägheitsmoments rotierenden dicken Eisenplatten längs deren Umfang im Kreise gespiegelt wurde, sodaß mit und gegen die benachbarte materielle Bewegung laufende Strahlen zur Interferenz kamen. Die Lichtquelle sowohl als die Beobachtungsstelle und die Spiegeleinrichtung waren nicht mitbewegt. Die rotierenden Eisenplatten wurden auch stark magnetisiert, sodaß das Licht im Magnetfelde lief, und es wurden auch elektrische Felder zwischen den Platten versucht. Die Ergebnisse waren durchaus negativ; die Lichtgeschwindigkeit erwies sich zwischen den bewegten Platten entweder gar nicht oder doch nur um weniger als $^1/_{1000}$ der Plattengeschwindigkeit geändert. Dies sieht aus, als würde der Äther von den Platten nicht mitgenommen.

In unserer Auffassung wird der Äther der Platten zwar von diesen mitgenommen; er ist jedoch verschwindend wenig gegenüber dem ebenfalls zwischen den Platten befindlichen Äther der Erdkugel und dieser letztere ruht mit der Erde ebenso wie die Lichtquelle, das Spiegelsystem und der Beobachter ruhen. Es läuft also der Versuch so gut wie gänzlich in ruhendem System ab und es sind daher die negativen Ergebnisse unmittelbar verständlich.

b) Versuche von Sagnac[3]). Wieder laufen zwei Lichtstrahlen in entgegengesetzter Richtung längs des Umfangs einer schnell rotierenden Platte und sie laufen auch hier wieder in der Hauptsache in

---

1) Vgl. die Hinweise in früheren Noten, besonders zu III, 2 und unter IV und die in der ersten Note des Vorliegenden angegebene Veröffentlichung in den „Astron. Nachr.“ Auch Aberration von Planetenlicht kommt hier in Betracht.

2) O. Lodge, Phil. Trans. Roy. Soc. **184**, 777, 1893 u. **189**, 149, 1897.

3) G. Sagnac, Journ. de Phys. März 1914.

Luft; jedoch bewegen sich jetzt — zum Unterschied gegen a) — Lichtquelle, Spiegelsystem und Beobachtungsstelle (photographische Schicht) mit der Platte, auf welcher sie befestigt sind. Das Resultat war positiv; es traten diejenigen Interferenzstreifenverschiebungen ein, welche im Sinne der alten Undulationstheorie zu erwarten waren, wenn der Äther an der Rotation des Apparats nicht teilnimmt oder auch, wenn der Apparat ruhte und das lichtwellentragende Medium im entgegengesetzten Sinne um die Apparatachse rotierte.

Dieser Erfolg ist ebenfalls unmittelbar in unserer Auffassung einzusehen. Denn die rotierenden Teile nehmen zwar ihren eigenen geringen Äther mit; sie lassen aber die — ungeheuer überwiegende — Äthermenge der Erde in Ruhe, und es ist daher in der Tat so, daß das in dem Versuch wirksame lichtwellenbildende und -tragende Medium an der Rotation des Apparats nicht teilnimmt oder als ruhte der Apparat und würde dieses Medium kreisen [1]).

c) Versuche von Fizeau [2]), von Michelson und Morley [3]), Zeeman [4]) und von Harress [5]). Hier läuft das Licht in der relativ zur Lichtquelle bewegten Materie (strömendes Wasser bei Fizeau, Michelson und Zeeman, rotierendes Glas von hohem Brechungsexponenten bei Harress). Die Resultate sind positiv; es findet eine Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit durch die bewegte Materie statt. Alle die genannten Versuche und auch die ebenfalls hierhergehörigen Aberrationsbeobachtungen mit wassergefülltem Fernrohr von Airy [6]) stimmen darin überein, daß ein gewisser Bruchteil der Geschwindigkeit des Mediums relativ zum lichtwellentragenden Medium auf die Bewegung

1) Vgl. auch die weiter unten folgenden Gleichungen für den verwandten Harresschen Versuch. Die bei unserer Überlegung nicht berücksichtigte Fliehkraft der mit (der weiter unten zu berechnenden) Masse begabten Lichtquanten kann keine leicht merkliche Wirkung hervorbringen; denn die Zentrifugalwege der Quanten sind bei den erreichbaren Rotationsgeschwindigkeiten stets sehr klein gegenüber ihren Lichtgeschwindigkeitswegen. Daß im Versuch von Sagnac Drehbewegung benutzt ist, ist also unwesentlich. Dasselbe gilt auch für den Versuch von Harress (s. unter c und d).

2) Ann. d. Phys. u. Chem. Ergänzungsband **3**, 457, 1853.

3) Michelson, Amer. Journ. of Sc. **22**, 128, 1881; Michelson u. Morley, Amer. Journ. of Sc. **31**, 377, 1886 u. **24**, 333, 1887.

4) Zeeman, Kon. Ak. te Amsterdam 31. Juli 1914, 23. Juni 1915, 10. August 1916.

5) Harress, Diss. Jena 1912; s. auch O. Knopf, Ann. d. Phys. **62**, 389, 1920.

6) Airy, Proc. Roy. Soc. **20**, 35, 1871 u. **21**, 121, 1873.

der Lichtquanten sich übertrage. Dieser Bruchteil ist, abgesehen von einem Korrektionsglied, das den Dopplereffekt für die bewegten Mediummoleküle berücksichtigt, $1-1/n^2$. Es ist dies der bereits von Fresnel aus der elastischen Undulationstheorie berechnete „Mitführungskoeffizient“ (n Brechungsquotient)[1]), der auch aus der elektromagnetischen Dispersionstheorie von Helmholtz hergeleitet werden kann[2]). Das Korrektionsglied für den Dopplereffekt ist zuerst von H. A. Lorentz eingeführt worden; es beträgt $-\frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}$ (λ = Wellenlänge[3])). Dieses Glied kommt seiner Bedeutung nach nur dort in Betracht, wo die Bewegung des Mediums in Richtung des eintretenden Strahls (nicht senkrecht dazu) erfolgt, d. i. bei den Versuchen von Fizeau, Michelson und Morley, Zeeman. Von diesen sind nur die letzteren so fein durchgeführt, daß sie dieses gegen $1/n^2$ kleine Glied bestätigen konnten, die anderen widersprechen ihm aber nicht[4]). Die Aberrationsmessungen von Airy[5]) beziehen sich auf Bewegung senkrecht zum Strahl, und dasselbe gilt auch von dem Versuche von Harress, da bei diesem das Licht senkrecht zur Bewegungsrichtung des Glaskörpers in denselben eintritt und da bei der dann an mitbewegter Grenzfläche des Glases stattfindenden Spiegelung in die Bewegungsrichtung keine Änderung der Schwingungszahl erfolgt.

1) Fresnel, Ann. d. Chem. et de Phys. 9, 56 u. 286, 1818.

2) S. R. Reiff, Ann. d. Phys. 50, 361, 1893.

3) H. A. Lorentz, „Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern“, Leipzig 1906, S. 100 u. ff. Läßt man dieses Korrektionsglied weg, so hat n im Mitführungskoeffizienten denjenigen Brechungsexponenten zu bedeuten, welcher zu der für die im Lichtstrahl bewegten Mediummoleküle geltenden Schwingungszahl gehört.

4) Man vergleiche die Angabe des möglichen Fehlers bei Michelson und Morley (a. a. O.; er überschreitet das Korrektionsglied). Die vergrößerte Feinheit bei Zeeman liegt besonders in der Wahl einer größeren Weite der Wasserröhren, wodurch die schwierige Ermittelung der maßgebenden Wassergeschwindigkeit sicherer wird; außerdem wird auch eine Reihe von verschiedenen Wellenlängen benutzt.

5) Diese Aberrationsmessungen haben Einflußlosigkeit der Wasserfüllung des Fernrohrs ergeben. Daß dies eine Bestätigung des Fresnelschen Mitführungskoeffizienten bedeutet, folgt aus einfacher Berechnung des Lichtstrahlenganges einschließlich der Brechung beim Ein- und Austritt aus der Wassersäule. Airy hat hierauf (a. a. O.) nicht aufmerksam gemacht, obgleich er die Wichtigkeit seiner Beobachtungen für die Theorie des Lichtes hervorhebt. Man findet die erwähnte Berechnung in Chwolsons „Lehrbuch der Physik“ Bd. II, S. 259, 1904.

Hiernach stimmen diese Beobachtungen sämtlich mit dem überein, was nach unseren Vorstellungen zu erwarten wäre; denn die Wechselwirkung zwischen den Wellen der Lichtquanten und den Mediumsmolekülen dürfen wir als Resonanzvorgang ansehen, wie es in der elektromagnetischen Dispersionstheorie (oder Elektronentheorie) geschieht, sodaß das Verfahren dieser Theorie, die in bekannter Weise den bestätigten Mitführungskoeffizienten sowie das Korrektionsglied herleitet, für uns unmittelbar Geltung besitzt [1]. Die Relativitätstheorie ist auch hier wieder entbehrlich [2].

Der Harresssche Versuch, der hier als kompliziertester Mitführungsversuch noch besonders betrachtet sei, kann angesehen werden als Kombination eines einfachen Mitführungsversuchs in Glas mit dem Drehversuch von Sagnac (b). Er geht im wesentlichen aus letzterem hervor, wenn man den Kreisweg des Strahls aus Luft in Glas verlegt; daß bei Harress Lichtquelle und Beobachtungsstelle nicht mitrotieren ist unwesentlich, da es für die zu beobachtende Interferenzwirkung nur auf Unterschiede zwischen den beiden mit und gegen Rotation des Apparats laufenden Strahlen ankommt. Es ist, relativ zur Erde, in deren mit ihr ruhendem Äther die Lichtquanten des Versuchs laufen, die Lichtgeschwindigkeit im mit der Geschwindigkeit v relativ zur Erde bewegten Glase, nach Maßgabe des Mitführungskoeffizienten, für den im Drehsinn bzw. entgegengesetzt laufenden Strahl

$$c_1 = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v, \quad \text{bzw. } c'_1 = \frac{c}{n} - \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v.$$

Relativ zum bewegten Glase, in welchem die Lichtwege abgemessen sind, sind daher die Geschwindigkeiten der beiden Strahlen

$$c_1 - v = \frac{c}{n} - \frac{v}{n^2}, \quad \text{bzw. } c'_1 + v = \frac{c}{n} + \frac{v}{n^2},$$

und hieraus leitet man leicht den Unterschied $\triangle$ der Wellenlängenzahlen auf den beiden gleich langen Wegen l her (in erster Annäherung),

$$\triangle = \frac{2lv}{\lambda c},$$

1) Eine noch unmittelbarer unseren Grundanschauungen sich anschließende Deutung des Mitführungskoeffizienten siehe unter III, 6.

2) Zur Behandlung der Mitführung nach dem Relativitätsprinzip siehe A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 905, 1905; M. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 989, 1907; A. Einstein, Astron. Nachr. **199**, 8 u. 47, 1914; M. Laue, Ann. d. Phys. **62**, 460, 1920.

wo λ die Wellenlänge des benutzten Lichtes im Äther ist[1]). Bemerkenswert ist der Fortfall des Brechungsexponenten n des bewegten Mediums, wonach also $\triangle$ auch für Luft als Medium, d. h. für den Sagnacschen Versuch gelten muß, was auch wirklich zutrifft[2]).

d) Es ist von Interesse, im Zusammenhang mit dem Vorhergehenden nochmals den Michelsonschen Versuch zu betrachten.

Wir sehen vom Standpunkt der im Vorliegenden entwickelten Anschauungen folgendes: a) Der negative Erfolg des Michelsonschen Versuchs ist, wie schon oben (2) erläutert, in unserer Vorstellung von vornherein klar; denn die Erdkugel nimmt ihren Äther mit und es fehlt also Relativbewegung gegen den umgebenden Äther, in welchem die Lichtquanten des Versuchs laufen, sodaß alles wie in vollkommener Ruhe vor sich geht. b) Ebenso ist aber auch unmittelbar klar, daß Bewegung des Apparates für sich allein, ohne die Erdkugel den Erfolg positiv machen müsse, weil dann Bewegung des Apparates gegenüber dem mit der Erdkugel zurückbleibenden umgebenden Äther vorhanden ist. Wir hätten also bei einer Relativbewegung des Michelsonschen Apparates zur Erde die gesuchte Interferenzverschiebung wirklich zu erwarten; ihre Größe würde allerdings, wie wieder unmittelbar ersichtlich, nur der Relativgeschwindigkeit Apparat-Erdoberfläche entsprechen können. c) Endlich ersieht man ebenfalls unmittelbar, daß der Erfolg sofort wieder negativ werden müßte, wenn der Apparat ganz ohne Erdkugel, für sich allein im Raum bewegt würde, weil dann die Lichtquanten nicht mehr im Äther der Erde entstehen und laufen

---

1) Die Ableitung ist dieselbe wie in der Dissertation von Harress (a. a. O. S. 18), nur mit dem Unterschiede, daß statt dem dortigen x $1-x$ gesetzt ist, was bereits Herr O. Knopf (a. a. O.) als nötig angegeben hat. Die Wirkung der Fliehkraft (vgl. zweite Note zum Versuch von Sagnac) sowie des krummlinigen Laufes der Strahlen infolge Nichteinheitlichkeit von v haben wir außer acht gelassen; dieselben können ebenfalls ohne Relativitätstheorie berechnet werden. Die bisherige, noch nicht zu äußerster Feinheit gebrachte Durchführung des Versuchs fordert diese Berechnung schwerlich, da die Schwankungen der Resultate in den einzelnen Versuchsgruppen die gedachten Einflüsse wohl wesentlich übersteigen. Innerhalb dieser Schwankungen ist das oben berechnete Resultat für Δ durch die Versuche bestätigt (vgl. O. Knopf a. a. O.), womit auch, wie bereits angegeben, der zur Berechnung benutzte Fresnelsche Mitführungskoeffizient bestätigt ist.

2) Unsere Gleichung für Δ stimmt mit der entsprechenden von Sagnac (a. a. O.) für seine Versuche abgeleiteten und durch dieselben bestätigten überein.

würden, sondern im nun allein vorhandenen Äther des Apparats, der an dessen Bewegung teilnimmt.

Vergleicht man diese Voraussagen mit denen, die das Relativitätsprinzip gibt oder geben könnte, so sieht man bei a und c dem einfachen Sinn des Prinzips nach jedenfalls Übereinstimmung, indem positiver Erfolg in beiden Fällen den nach dem Prinzip unmöglichen Nachweis von Absolutbewegung bedeuten würde. Anders bei b. Es scheint hier das Prinzip nicht leicht eindeutige Auskunft zu geben. Nach dem einfachen Sinn könnte hier nur geschlossen werden, daß wenn überhaupt ein Erfolg eintritt, er doch nicht der Absolutbewegung des Apparats entsprechen könnte, da diese nicht nachweisbar sein soll. Man könnte aber an die Lorentz-Kontraktion sich wenden, die in die Relativitätstheorie mit aufgenommen ist und gerade für den Michelson-Versuch als der gegebene Anhalt im Sinne dieser Theorie erscheinen kann. Man würde dann aber negativen — nicht positiven — Erfolg voraussagen müssen. Denn es wäre nicht einzusehen, warum die den positiven Erfolg verhindernde Lorentz-Kontraktion im Apparat ausbleiben sollte, wenn die Erdkugel nicht mitbewegt wird, um so mehr als sie doch wieder da sein sollte, wenn die Erdkugel überhaupt fehlt; es ist doch diese Kontraktion ganz unabhängig von Nebenumständen jedem Körper zugesprochen worden, der nur überhaupt Bewegung hat, und zwar in einer seiner Absolutgeschwindigkeit entsprechenden Größe, sodaß eben die Aufdeckung dieser Absolutgeschwindigkeit im Michelson-Versuch durch die Kontraktion verhindert wird. Man würde also von der Relativitätstheorie die Voraussage eines negativen Erfolgs auch im Falle b erwarten — im Gegensatz zu unserer Voraussage. Nun ist es allerdings möglich, daß die Relativitätstheorie ganz besondere Wege einschlägt, die wir hier nicht berücksichtigt haben, und auf welchen die Voraussage sich umkehren kann; jedenfalls sieht man aber, daß diese Theorie nicht entfernt so geeignet ist, als unsere Vorstellungen, in einfacher Weise und ohne Rechnung unzweideutige Schlüsse zu liefern.

Wenden wir uns nun aber an die Erfahrung, so kommen wir zu folgender Gedankenreihe, welche unserer Voraussage den fraglichen Fall b betreffend günstig erscheint, ja in einfachster Auffassung sie sogar bestätigt. 1. Die Drehbewegung ist in den Versuchen von Sagnac und Harress nebensächlich[1]); die beobachteten positiven Resultate würden also auch bei Einrichtung der Apparate auf fortschreitende

1) Vgl. die betr. Note zu b.

Bewegung, d. i. nach Michelsons Art, zu erwarten sein[1]). 2. Die Mitbewegung der Lichtquelle und des Beobachters, welche bei der bekannten Ausführung des Michelsonschen Versuches mit der mitbewegten Erde stattfindet, ist kein Hinderungsgrund für positiven Erfolg, wie der Versuch von Sagnac unmittelbar gezeigt hat, bei dem sämtliche zum Versuch gehörigen bewegten Teile fest verbunden sind wie beim Michelsonschen Versuch und das Resultat doch positiv war. 3. Es ist daher nach den Versuchen von Sagnac und Harress zu erwarten, daß der Michelsonsche Versuch ein positives Resultat ergeben würde, wenn er vollkommen analog jenen Versuchen ausgeführt würde, d. h. ohne jede andere Änderung, als daß die Drehbewegung durch gradlinig fortschreitende Bewegung ersetzt wird, wobei jedenfalls wesentlich ist, daß die Erde bei jenen Versuchen nicht mitbewegt war. Es ist dann aber durch jene Versuche auch nahegelegt, daß der Michelsonsche Versuch bei Bewegung des Apparats relativ zur Erdkugel positiven Erfolg haben werde, wie es unserer Voraussage entspricht. Damit erscheint aber auch die Unwirklichkeit der Lorentz-Kontraktion nahegelegt; denn dieselbe würde negativen Erfolg geben, wenn sie vorhanden wäre. Als ebenso unwirklich erscheinen dann aber auch die Raum- und Zeitverzerrungen der Relativitätstheorie überhaupt; sie erscheinen nur als mathematisches Bindemittel zum formellen Zusammenhalt der in Wirklichkeit unvereinbaren beiden Postulate dieser Theorie: Relativität aller Bewegung und absolute Konstanz der Vakuumlichtgeschwindigkeit.

6. Beobachtungen an Kathodenstrahlen großer Geschwindigkeiten. Diese Beobachtungen haben die Lichtgeschwindigkeit oder eine nach Größenordnung ihr nahestehende Geschwindigkeit als unübersteigliche Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen gezeigt, insofern als in Kraftfeldern um so mehr Mangel an Beschleunigung der Elektronen sich zeigte, je näher deren Geschwindigkeit bereits der Lichtgeschwindigkeit war. Ich habe diesen Mangel an Beschleunigung von Anfang als Versagen der Kräfte angesehen[2]), die in unserer Vorstel-

---

1) Nur daß man bei der Kreisbewegung den Vorteil hat, mit und gegen die Bewegung laufende Strahlen interferieren lassen zu können, während man bei Parallelverschiebung mit Differenzwirkungen zweiter Ordnung sich begnügen muß. Eben deshalb ist der obige Schluß nicht bindend, wenn auch allerdings höchst naheliegend, wie bereits von E. Gehrcke hervorgehoben (D. phys. Ges. 1918, S. 167).

2) Von diesem Gesichtspunkt aus waren meine Versuche mit Kathodenstrahlen parallel zu elektrischer Kraft, die ersten dieser Art (1898), unternommen und durchgeführt (Ann. d. Phys. u. Chem. **65**; vgl. auch „Über Kathodenstrahlen“. Ver. wiss. Verl. Berlin 1920, S. 36).

lung dynamischer Natur sind, nämlich durch die elektrischen und magnetischen Kraftlinien ausgeübt werden, deren eigene Höchstgeschwindigkeit Lichtgeschwindigkeit ist. Es schloß dies aber nicht aus, daß auch Massenvergrößerung bei zunehmender Geschwindigkeit vorhanden sei, was schon der alten, durch die Tatsache der Selbstinduktion nahegelegten Annahme von der elektromagnetischen Natur der Elektronenmasse entsprach. Der den beobachteten Beschleunigungsmangel gut darstellende, nach heutiger Erfahrung geltende Zusammenhang zwischen Masse und Geschwindigkeit entspricht nicht ganz der Vorausberechnung nach dieser Annahme elektromagnetischer Elektronenmasse, sondern vielmehr derjenigen anderen Vorausberechnung, die man gewöhnlich als besonderen Erfolg — und damit auch als Stütze — der Relativitätstheorie[1]) betrachtet. Ich werde aber im Folgenden zeigen, einerseits, daß dieser erfahrungsmäßig geltende Zusammenhang auch ganz ohne die Relativitätstheorie, also im besonderen auch ohne Benutzung von deren Raum- und Zeitabsonderlichkeiten folgt, wenn wir im Sinne unserer Vorstellungen von einfachsten älteren Kenntnissen ausgehen, andererseits, daß die außerdem durch unsere Vorstellungen gegebene Abhängigkeit der Kraft von der Geschwindigkeit der zu beschleunigenden Masse durch die bisherige Erfahrung keineswegs ausgeschlossen ist, vielmehr erst noch Gegenstand besonderer Experimentaluntersuchungen zu werden hat.

Wir gehen aus vom Lichtdruck[2]). Daß derselbe bei den groben elektromagnetischen Wellenzügen eines Hertzschen Oszillators in der von der hierbei bewährten Maxwellschen Theorie verlangten Größe vorhanden ist, kann als genügend sicherstehend angesehen werden und sein Vorhandensein in gleichem Maße bei den von den Atomen eines glühenden Körpers kommenden Lichtquanten, die wir ebenfalls als elektromagnetische Wellenzüge betrachten, ist durch besondere Messungen innerhalb deren Genauigkeitsgrenze erfahrungsgemäß festgestellt. Wir nehmen daher mit Recht an, daß an der Oberfläche eines

1) Vgl. M. Planck, Phys. Zeitschr. 7, 753, 1906 u. Ber. d. D. Phys. Ges. 8, 140, 1906.

2) Die Rechnungen, welche wir hier anstellen werden, sind der Form nach großenteils wohlbekannt; sie erscheinen jedoch hier in veränderter Auffassung, entsprechend den im Vorliegenden entwickelten Anschauungen, und dies, sowie die scharfe Hervorhebung der Voraussetzungen, von welchen die Rechnungen ausgehen und die Vermeidung aller willkürlichen Zutaten und Umwege bei den Rechnungen, ist für uns die Hauptsache. Die Deutung der Resultate fällt demnach auch von der gewöhnlichen, bisherigen Deutung verschieden aus.

relativ zur Erde ruhenden, Lichtquanten ausstrahlenden Körpers, den wir jetzt betrachten wollen, eine in der Strahlrichtung liegende Kraft herrscht, deren Größe, bezogen auf die strahlende Flächeneinheit, gegeben ist durch die in der Raumeinheit nächst der strahlenden Oberfläche enthaltene Strahlungsenergie NE/c, wobei N die Zahl der von der Oberflächeneinheit in der Zeiteinheit entweichenden Lichtquanten und E die Energie des einzelnen Lichtquants ist, deren jedes mit der Geschwindigkeit c die Oberfläche, relativ zu dieser, verläßt. Wir nehmen weiter für diese Kraft das ganz gewöhnliche Prinzip der Gleichheit von Kraft und Gegenkraft als gültig an, sodaß die Kraft des Lichtdrucks nicht nur von der Strahlung auf die strahlende Oberfläche, sondern in gleicher Größe auch von letzterer auf erstere ausgeübt wird. Wir befinden uns dabei in vollkommener Übereinstimmung mit unserer Vorstellung, wonach die fertig erzeugten Lichtquanten mit der Geschwindigkeit c, der Lichtgeschwindigkeit, in dem Äther laufen, in welchem sie erzeugt wurden, d. i. im Äther der Erde, der relativ zu dieser ruht, sodaß sie auch aus der strahlenden Oberfläche, die ebenfalls relativ zur Erde ruht, mit dieser Geschwindigkeit c entweichen. Da jedes Lichtquant aus Äther besteht, der vor der Emission dem emittierenden Atom angehörte, mußte dieser Äther während der Emission von der Relativgeschwindigkeit 0 auf die Relativgeschwindigkeit c beschleunigt werden, und wir können in der betrachteten Gegenkraft zum Strahlungsdruck eben die Kraft sehen, die diese Beschleunigung bewirkt. Nehmen wir für den Vorgang der Beschleunigung das ganz gewöhnliche Galileische Grundgesetz als gültig an, wonach das Produkt aus Beschleunigung und Masse gleich ist der wirkenden Kraft, so ist den in der Zeiteinheit aus der Oberflächeneinheit entweichenden N Lichtquanten eine Masse NM zuzuschreiben von solcher Größe, daß die auf Zeit- und Flächeneinheit bezogene Bewegungsgröße NMc gleich ist dem Druck NE/c[1]), woraus für die Masse M des Lichtquants in dem bei unseren Überlegungen vorausgesetzten, von Materie freien Raum folgt

$$M = \frac{E}{c^2}. \tag{1}$$

1) Man hat hier, um die auf die Oberflächeneinheit bezogene Wirkung der N Lichtquanten aus der Wirkung des einzelnen Lichtquants zu berechnen, eine ähnliche Überlegung bzw. Rechnung eingeschaltet zu denken, wie bei der Ableitung des Gasdrucks aus der Stoßwirkung der einzelnen Gasmoleküle. Da wesentliche neue Gesichtspunkte dabei nicht auftreten, haben wir auf die Vorführung der Rechnung verzichtet.

Es sei hier eingeschaltet, daß es natürlich freisteht, der Masse des Lichtquants auch eine entsprechende Schwere, wie sie bei anderen Massen vorhanden ist, probeweise zuzuschreiben. Man kommt dadurch (ganz unabhängig von der Relativitätstheorie und mit nicht geringerer Sicherheit als durch dieselbe) zur Vermutung einer Lichtstrahlenkrümmung bei der Sonne, deren Größe (ebenfalls ganz ohne Relativitätstheorie) in höchst einfacher Weise berechenbar ist[1]), zugleich so, daß man über die Grundlagen der Rechnung ohne weiteres sich klar ist.

Findet die Lichtemission nicht in von Materie freiem Äther statt, sondern innerhalb eines materiellen Mediums vom Brechungsexponenten $n = c/c_1$, so gilt dieselbe Betrachtung wie vorher, nur daß an Stelle von c die dem materiellen Medium und der Schwingungszahl ν des Lichtquants eigene Lichtgeschwindigkeit c_1 eintritt. Es gilt somit jetzt für die Masse M_1 des Lichtquants, dessen Energie E nach wie vor durch $h\nu$ gegeben ist (h das Plancksche Wirkungsquant),

$$M_1 = \frac{E}{c_1^2}. \qquad (1a)$$

Da wir $c_1 < c$ voraussetzen[2]), ist $M_1 > M$; das Lichtquant hat also bei gleicher Energie E jetzt größere Masse als im freien Äther. Sehen wir — was wir probeweise tun wollen — Masse ebensowenig neu erschaffbar oder vernichtbar an als Energie, so haben wir anzunehmen, daß das Lichtquant Masse aus dem materiellen Medium aufgenommen habe. Eben dasselbe ist auch der Fall, wenn ein Licht-

1) Der Lichtstrahl würde die Bahn irgendeines mit Lichtgeschwindigkeit geworfenen Körpers haben. Eine Berechnung hierzu ist kürzlich von Herrn Lübotzky veröffentlicht worden (Phys. Zeitschr. 22, 69, 1921). Vgl. übrigens über die Annahme von Gravitationswirkung bei Lichtquanten und Kathodenstrahlen die Note zum Schluß von I. Vom Standpunkt bisheriger Erfahrung aus sprechen für die Annahme von Schwere der Energiemassen am meisten die kleinen Abweichungen der Atomgewichte von ganzen Zahlen, für welche bisher keine andere Erklärung vorhanden ist, als daß es sich um merklich werdende Schwere der sehr großen in den Atomen vorhandenen kinetischen Energiemassen handelt (vgl. über kinetische Energie das oben weiter Folgende; die größeren Abweichungen von ganzen Zahlen können wohl auf Isotope zurückgeführt werden). Zusatz b. d. Korr.: Ich kann jetzt die bemerkenswerte Mitteilung machen, daß die Lichtstrahlenkrümmung durch die Sonne oder andere große Massen bereits im Jahre 1801 von dem deutschen Mathematiker Joh. Soldner (in Bodes Astron. Jahrb. für 1804, S. 161) abgeleitet worden war (0,84″ bei der Sonne), und zwar eben aus der klaren, einfachen Annahme von Masse und dieser proportionalem Gewicht des Lichts, ohne jedes überflüssige oder gar falsche Beiwerk.

2) $c_1 > c$ betreffend s. w. u.

quant aus dem freien Äther in ein materielles Medium eintritt. Seine Masse M vermehrt sich dann um die Zusatzmasse

$$\mu = M_1 - M = M(n^2 - 1), \tag{1b}$$

welche es — wie wir uns vorstellen wollen — aus einem passend getroffenen Mediummolekül aufnimmt, während seine Geschwindigkeit von c zu c_1 sinkt. Da hierbei die Masse μ plötzlich, von der Ruhe aus, die Geschwindigkeit c_1 anzunehmen hat, muß eine Kraft in Strahlrichtung wirksam sein, welche der Gesamtänderung der Bewegungsgröße $\mu c_1 + M(c_1 - c) = M_1 c_1 - Mc$ entspricht, wozu das gleichzeitige Sinken der Geschwindigkeit von M keinen genügenden Beitrag liefert. Diese Kraft, wirksam zwischen dem betrachteten Mediumsmolekül und den Äthermassen des Lichtquants, muß in der Tat als vorhanden betrachtet werden; denn die ihr zugehörige Gegenkraft, welche das Molekül entgegen der Strahlrichtung zurücktreibt, entspricht genau der von der Maxwellschen Theorie geforderten, an der Grenze eines bestrahlten durchsichtigen Mediums wirksamen Lichtdruckdifferenz $E/c_1 - E/c = M_1 c_1 - Mc$, die man als ebenso sicher vorhanden annehmen kann, als den in anderen Fällen gemessenen Lichtdruck. Wir finden also unsere Annahme der Massenkonstanz und zugleich unsere Vorstellung bestätigt, daß die Massenvergrößerung des Lichtquants bei unveränderter Energie durch (energielose) Massenaufnahme stattgefunden habe. Es liegt hierbei nahe, anzunehmen, daß die aufgenommene Masse μ mit dem Lichtquant bis zum nächsten Mediumsmolekül fortbewegt wird, mit welchem das Lichtquant in Wechselwirkung tritt, wobei die Masse abgegeben und durch eine neu aufgenommene von gleicher Größe ersetzt wird. Beim Wiederaustritt des Lichtquants aus dem Medium in den freien Äther wird die Masse endgültig abgegeben.

Ist das vom freien Äther her belichtete, durchsichtige, materielle Medium in Richtung des Lichtstrahls mit der Geschwindigkeit v bewegt, diese gemessen relativ zum Äther, aus welchem das Lichtquant kommt (bzw. falls die Lichtquelle sehr fern wäre, relativ zum Uräther), sodaß zwischen dem materiellen Medium und dem ankommenden Lichtquant die Relativgeschwindigkeit $c - v$ besteht, so ist erfahrungsmäßig (vgl. 5c) die Geschwindigkeit c_1 des Lichtquants in diesem Medium, gemessen wie vorher,

$$c_1 = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v \text{ [1]}.$$

1) n bedeutet hierbei den zu derjenigen Schwingungszahl gehörigen Brechungsexponenten, die vom Mediumsmolekül aus betrachtet statthat; es fällt dann das Dopplerglied (vgl. oben 5c) weg.

Da $1 - 1/n^2 = \mu/M_1$ (Gl. 1b), kann man diesen erfahrungsmäßigen Zusammenhang dahin erläutern und vielleicht zugleich verallgemeinern: daß ein elektromagnetisches Kraftfeld in einem bewegten Medium einen Bruchteil der Geschwindigkeit des Mediums als Komponente annimmt, der durch das Verhältnis der mit dem Kraftfeld in Wechselwirkung tretenden Mediummasse (μ) zur Gesamtmasse (M_1) des Kraftfeldes gegeben ist. —

Hält man ganz allgemein daran fest, daß Masse ebensowenig neu entstehen oder verschwinden kann wie Energie, so muß, da die Energie E des Lichtquants bei und nach Absorption desselben die mannigfachsten Umwandlungen in verschiedene Energieformen erleiden kann, dabei doch ihre Masse M stets erhalten bleiben. Es hat dann ganz allgemein jede Energiemenge E, beliebiger Form, die Gl. 1 entsprechende Masse (Trägheit)[1])

$$M = \frac{E}{c^2}, \qquad (1c)$$

wozu jedoch zu bemerken ist: 1. Daß die Gleichung, wie das Vorhergegangene zeigt, ohne weiteres nur im von Materie freien Raum gilt. Ist Materie vorhanden, so tritt selbst schon für den Fall, daß es sich nur um Energie von Lichtquanten handelte, eine Änderung ein; es tritt in diesem Falle an Stelle von c die in der betreffenden Materie geltende Lichtgeschwindigkeit c_1 (Gl. 1a) oder auch es tritt zur Masse M in Gl. 1 oder 1c eine energielose Zusatzmasse μ (Gl. 1b). 2. Wir sind zwar somit zum Schluß gekommen, daß jede Energiemenge Masse habe, wenn sie auch nicht immer mit der gleichen Masse verbunden ist; es gilt aber nicht das Umgekehrte, daß jede Masse Energieinhalt

---

1) Die Vorstellung der Trägheit der Energie ist zuerst von F. Hasenöhrl bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über die Hohlraumstrahlung bewegter Körper eingeführt worden (Wien. Akad. **113**, 1039, 1904). Gl. 1c ist später von Herrn Einstein in Zusammenhang mit dem Relativitätsprinzip gebracht worden (Ann. d. Phys. 18, 639, 1905); wir haben aber im Obigen gesehen, daß dieser Zusammenhang nur scheinbar und nicht wesentlich ist, indem wir die Gleichung ganz ohne Benutzung des Relativitätsprinzips hergeleitet haben, nur gestützt auf altbewährte Prinzipien, die allerdings als Teilaussagen in das „Relativitätsprinzip" mit übernommen worden sind, ohne aber mit dessen ausschweifendem Inhalt etwas zu tun zu haben (vgl. auch F. Hasenöhrl, Starks Jahrb. 6, 485, 1909). Zu bemerken ist außerdem, daß Gl. 1c nach unseren Überlegungen gar nicht allgemein, sondern nur in von Materie freiem Raum gilt (vgl. das oben weiter Folgende), während nach Herrn Einsteins Ableitung aus dem „Relativitätsprinzip" ganz allgemein $M = E/9 \cdot 10^{20}$ sein soll (Einheiten in CGS; a. a. O. S. 641).

habe; denn wir sind zur Annahme energieloser Zusatzmassen (μ) gekommen. 3. Ein festes Umrechnungsverhältnis von Masse in Energie jeder Form oder umgekehrt, wie es durch Gl. 1c als gegeben betrachtet werden könnte und wie es als ein vermeintliches Resultat der Relativitätstheorie hingestellt wird[1]), kann also nach unseren Überlegungen nicht als bestehend angesehen werden.

Da Gl. 1c mit den vorstehenden Einschränkungen für alle Energieformen gilt, so muß auch die kinetische Energie bewegter Körper Masse haben. Dies bedeutet aber, daß die Masse jedes Körpers zunimmt, wenn er beschleunigt wird. Die Masse erscheint somit als Funktion der Geschwindigkeit. Eindeutig kann diese Funktion nach dem Vorangegangenen erwartet werden für den von Materie freien Raum, d. i. für bewegte freie Elektronen, welchen Fall wir nun betrachten wollen.

Man ermittelt die Art der Funktion sachgemäß und zugleich am einfachsten, wenn man die Arbeitsleistung dE einer Kraft K bei Beschleunigung einer Masse m betrachtet während einer Zeit dt, in welcher die Masse den Weg $ds = vdt$ beschreibt. Bei der Messung von s und v ist der Schwerpunkt des Gesamtsystems, welches außer der Masse m, an welcher die Kraft K angreift, auch noch die anderen Massen enthält, an welchen die Gegenkraft von K angreift, ruhend zu denken, was wir für die Endresultate dadurch festhalten, daß wir sagen: die Geschwindigkeit v sei relativ zu ihrem Ursprungssystem gemessen. Es gilt dann nach der Definition der Arbeit

$$dE = Kvdt. \tag{2}$$

Die Kraft K sehen wir dabei von vornherein als Funktion der Geschwindigkeit v an, wie es unserer Anschauung von der Wirksamkeit der Kräfte entspricht, und wir bringen dies zum Ausdruck, indem wir $K = K_0 f(v)$ setzen, wobei $f(v)$ von 1 gegen 0 herabsinkt; wenn v von 0 gegen c steigt[2]). Es wird dann, indem außerdem nach Gl. 1 $dE = c^2 dm$ ist,

$$c^2 dm = K_0 f(v)\, v\, dt. \tag{2a}$$

Für den Zusammenhang von Kraft und Geschwindigkeitsänderung, auf welchen es uns noch ankommt, steht nach aller Erfahrung bei kleinen Geschwindigkeiten, wo Abhängigkeit weder der Masse noch der Kraft

1) Vgl. die vorige Fußnote.

2) Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kraft ist unwesentlich für unsere Ableitung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse, denn sie fällt dabei wieder heraus; wir führen sie aber mit Rücksicht auf das später Folgende bereits hier ein.

von der Geschwindigkeit merklich wird, das Galileische Grundgesetz zur Verfügung:

$$dv = \frac{K}{m} dt. \tag{3}$$

Für den Fall beliebig großer Geschwindigkeiten, wo jene Abhängigkeiten in Betracht kommen, K und m also nicht mehr als Konstanten gelten können, setzen wir[1])

$$d(mv) = K_0 f(v) dt, \tag{3a}$$

woraus folgt:

$$v \frac{dm}{dv} \frac{dv}{dt} + m \frac{dv}{dt} = K_0 f(v)$$

oder

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{m + v \frac{dm}{dv}}, \tag{3b}$$

was ebenfalls als erweiterte Form des Grundgesetzes von Galilei gelten kann.

Die Einsetzung von $K_0 f(v)$ aus Gl. 3a oder 3b in 2a ergibt

$$v^2 dm + mv\, dv = c^2 dm$$

als Differentialgleichung für den gesuchten Zusammenhang zwischen m und v. Das Integral, leicht durch Trennung der Variablen zu erhalten, ist

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{4}$$

wobei m_0 die Masse bei $v = 0$, die „Ruhmasse" ist, d. i. die vor Annahme der Geschwindigkeit v vorhandene Masse. Erleidet also die Masse m_0 den Geschwindigkeitszuwachs v, so erleidet sie einen Massenzuwachs, welcher durch den Faktor $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ gegeben ist und welcher der bei der Beschleunigung aufgenommenen Energie entspricht. Da dieser Massenzuwachs durch v^2 bestimmt ist, ist er unabhängig von der Richtung, nur abhängig von der Größe des Geschwindigkeitszuwachses.

1) Die Hervorhebung des Begriffes der Bewegungsgröße vm, sodaß dieselbe schon im Grundgesetz Gl. 3a erscheint, ist wesentlich für einfache Beherrschung des Verhaltens veränderlicher Massen, was von Herrn Sommerfeld — unter Berufung auf Newton — mit Recht als alte Erkenntnis neuerdings hervorgehoben worden ist („Atombau und Spektrallinien", 1919, S. 322).

Man kann nun auch unmittelbar die kinetische Energie eines Elektrons angeben. Wir sehen dabei die Masse des Elektrons ausschließlich als Masse seiner Energie an, da sie nicht materiell ist und wofür aus eben diesem Grunde Gl. 1 als maßgebend angesehen werden kann [1]). Es ist dann $m_0 c^2$ die Energie des ruhenden Elektrons, mc^2 die des bewegten Elektrons. Der Unterschied beider, d. i. die gesuchte Energie der Bewegung, ist nach Gl. 4

$$\left.\begin{aligned} E_K &= m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} - 1\right) = \\ &= \frac{1}{2} m_0 v^2 \left(1 + \frac{3}{4}\frac{v^2}{c^2} + \frac{3\cdot 5}{4\cdot 6}\frac{v^4}{c^4} + \frac{3\cdot 5\cdot 7}{4\cdot 6\cdot 8}\frac{v^6}{c^6} + \cdots\cdots\right). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Da die Geschwindigkeit v in Gl. 4 und 5 relativ zu ihrem Ursprungssystem gemessen war (vgl. die Ableitung der Gleichungen), so haben m und E_K als Masse und lebendige Kraft, berechnet nach diesen Gleichungen mit der so gemessenen Geschwindigkeit auch nur Geltung in bezug auf dieses System; bezogen auf andere Systeme gelten sie ohne weiteres nicht, worauf wir noch zurückkommen.

Die Masse sowohl als die Energie des Elektrons wird nach Gl. 4 bzw. 5 bei Lichtgeschwindigkeit unendlich groß. Diese Geschwindigkeit des Elektrons erscheint danach — stets relativ zu ihrem Ursprungssystem — als unübersteiglich, selbst wenn kein Versagen der beschleunigenden Kraft eintreten würde. Vergleicht man hiermit die Masse des Lichtquants, welches tatsächlich mit Lichtgeschwindigkeit das emittierende System verläßt, und welche dennoch nach Gl. 1 nur $E/c^2 = h\nu/c^2$ beträgt (h Wirkungsquant, ν Schwingungszahl), also endlich ist, so wird man auf den wesentlichen Unterschied aufmerksam, welcher in bezug auf die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Massen bei verschiedenartigen Systemen besteht. Der hier maßgebende Unterschied zwischen Elektron und Lichtquant ist offenbar der, daß das Elektron ein Kraftlinienende darstellt (vgl. Fig. 2), während das Lichtquant nur in sich geschlossene Kraftlinienstücke ohne Enden enthält. Als Wirkung dieses Unterschieds ist es aufzufassen, daß die Masse des Lichtquants ganz anders mit seiner Geschwindigkeit zusammenhängt als die des Elektrons; wir sahen, daß das mit steigen-

1) Die Frage, ob alle Massen, auch die der positiven Elementarquanten und somit auch die der Dynamiden, der Atome und der Moleküle nur Massen des Energieinhaltes sind, lassen wir hier offen. Wir erinnern uns, daß wir in der Materie auch energielose Massen bemerkt haben.

dem Brechungsexponenten des Mediums langsamer laufende Lichtquant eine vergrößerte Masse mit sich führt, während die Masse des Elektrons bei Verlangsamung sich verkleinert. Das Lichtquant kann auch, wieder im Gegensatz zum Elektron, mit Überlichtgeschwindigkeit laufen,

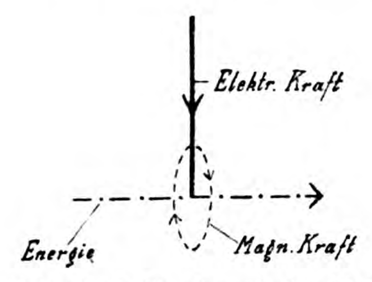


Fig. 2. Kathodenstrahl, schematisch. (Vgl. S. 315.)

was ganz offenbar erfahrungsmäßig in stark absorbierenden Körpern, wie in festen Metallen [1]) und Metalldämpfen [2]) stattfindet [3]).

Die Gleichungen 4 und 5 sind durch die Erfahrung bisher gut bestätigt worden. Es kommen hierbei in Betracht: 1. die Messungen von e/m als Funktion von v bei den hohen Strahlgeschwindigkeiten

1) Brechungsexponenten unter 1 nach Kundts Messungen.

2) Vgl. Wood, „Physical Optics" 1911, S. 425, wo der Brechungsexponent 0,614 bei 8 cm Lichtweg in Natriumdampf gefunden wird.

3) Die spezielle Relativitätstheorie läßt Überlichtgeschwindigkeiten schon ihrem Grundgedanken nach nicht zu; sie befindet sich daher auch hier in Widerspruch mit der Erfahrung. Der von Herrn Sommerfeld gemachte Versuch, diesen Widerspruch zu entfernen, kann, soweit bisher zu sehen, nicht als befriedigend gelten (vgl. die Diskussion hierüber, Phys. Zeitschr. 8, 841, 1907). In der allgemeinen Relativitätstheorie seien übrigens, wie sie neuerdings angesichts des ihr vorgehaltenen „unerlaubten Gedankenexperiments" („Relativitätspr., Ä., Grav." 1921, S. 17, Note 10 und S. 38, 39) erklärt hat, Überlichtgeschwindigkeiten zulässig. Man muß diese Erklärung, die ich ursprünglich (in Nauheim) nicht als entscheidend auffaßte, nun doch näher betrachten, da inzwischen keine bessere erfolgt ist. Sie bedeutet, daß jetzt einige Physiker gleichzeitig zwei Theorien zu bewundern haben, deren eine in ihrem Grundgedanken widerlegt ist, sobald Überlichtgeschwindigkeit nachweisbar wird und deren andere ganz im Gegenteil Überlichtgeschwindigkeiten, und zwar millionenfache, als etwas ganz Alltägliches zuläßt, und die doch beide richtig sein sollen (wahrscheinlich abwechselnd). Ich ziehe gesunden Verstand vor und komme zu anderem Resultat.

radioaktiver Körper, verglichen mit e/m_0 [1]) bei langsamen Strahlen; 2. die reichliche Anwendung, welche ich von Gl. 5 bei quantitativer Untersuchung der Energieverhältnisse schnellster Kathodenstrahlen machen konnte, wobei keinerlei Unstimmigkeiten oder Widersprüche mit der Erfahrung sich zeigten [2]); 3. die Anwendung von Gl. 4, welche Herr Sommerfeld bei der Berechnung der Feinstruktur von Spektrallinien mittels der Atommodelle gemacht hat [3]).

Daß man diese Erfahrungsbestätigungen als Bestätigungen der Relativitätstheorie hingestellt hat, was mit großem Nachdruck und oft wiederholt geschehen ist, ist gänzlich ungerechtfertigt, wie die vorstehende Herleitung der Gl. 4 und 5 zeigt. Wir haben diese Herleitung ohne jeden Sprung in der Gedankenkette liefern können, ausgehend von unseren Grundvorstellungen, welche mit dem Relativitätsprinzip nichts zu tun haben, dasselbe sogar ausschließen — was zuletzt noch besonders anzumerken sein wird — und von Maxwells durch die Erfahrung bestätigtem Lichtdruck, und es kam dabei nur das Gegenkraftsprinzip (oder Schwerpunktsprinzip oder die Erhaltung der Bewegungsgröße), das Galileische Bewegungsgesetz in einer schon von Newton angeführten Erweiterung und das Energieprinzip zur Anwendung, daneben die Annahme von der Erhaltung der Massen; die Relativitätstheorie mit Raum- und Zeitverzerrung brauchten wir also weder zur Grundlage noch zur Durchführung der Ableitung.

Es ist daher auch ungerechtfertigt, zugleich auch irreführend, wenn man die durch Gl. 4 gegebene Masse „relativtheoretisch" nennt, wie das schon fast allgemein Gebrauch geworden ist; man könnte sie Lichtdruckmasse oder Energiemasse, auch wohl, um auf den Ursprung der betreffenden Gedankenentwicklung anzuspielen, Hasenöhrlsche Masse nennen.

Die durch Gl. 4 gegebene Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse des Elektrons und die damit gewonnene Einsicht des Bestehens von

---

1) Als letzte hierzu vorliegende eingehende Messungen sind mir die von G. Neumann bekannt (Ann. d. Phys. **45**, 529, 1914); vorher hatten schon die von A. H. Bucherer in gleichem Sinne gesprochen (Ann. d. Phys. **28**, 513, 1909).

2) Siehe „Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten", spezieller Teil, Abschnitt VI, Tabellen 12—15 mit den zugehörigen Erläuterungen.

3) S. Sommerfeld, „Atombau und Spektrallinien" 1919. Herr Stark hebt allerdings hervor, daß die Übereinstimmung der Berechnung mit der Erfahrung hier keineswegs befriedigend sei (Jahrb. **17**, 170, 1920), wobei aber die Mängel weit eher den Atommodellen als der Gl. 5 zuzuschreiben sind.

Geschwindigkeitsabhängigkeit aller elektronenenthaltenden materiellen Massen gibt zu folgenden Bemerkungen Anlaß:

Die Geschwindigkeit v in Gl. 3 und 4 war relativ zu ihrem Ursprungssystem gemessen. Danach gibt E_k in dieser Gl. 4 die Arbeitsfähigkeit an, welche die betrachtete Masse infolge ihrer Geschwindigkeit eben diesem System gegenüber besitzt, und m nach Gl. 3 gibt die Größe der Masse an, als maßgebend für das Verhalten Kräften gegenüber, deren Gegenkraft eben in diesem System angreift, in welchem v gemessen ist. Da aber im Sinne des Energieprinzips die kinetische Energie unabhängig sein muß vom Ursprung der Geschwindigkeit v und nur an deren Vorhandensein gebunden ist, so muß E_k nach Gl. 4 als Arbeitsfähigkeit in beliebigem System gelten, wenn nur die Geschwindigkeit v relativ zu eben diesem System vorhanden ist. Ebenso muß auch m nach Gl. 3 maßgebend sein für das Verhalten Kräften gegenüber in beliebigen Systemen, wenn nur v die Geschwindigkeit relativ zum selben System ist; denn m ist außer durch die von der Geschwindigkeit unabhängige Ruhmasse m_0 nur durch die hinzukommende, nach Gl. 4 eindeutig zu berechnende Masse der kinetischen Energie bestimmt. Wir haben danach das Resultat, daß ein gegebener Körper in beliebigem, unverändert gehaltenem Bewegungszustand verschiedene kinetische Energien und auch verschiedene Massen annehmen kann, je nach dem System, in welchem die Energie und die Masse gelten sollen. Diese Relativität der kinetischen Energie ist aus Alltäglichem geläufig; ein und derselbe bewegte Körper besitzt kinetische Energie oder besitzt sie nicht, je nachdem es sich um Energie in nicht mit ihm bewegten oder in mit ihm bewegten System handelt. Die entsprechende Relativität der Masse nach Gl. 3, nicht nur aufgefaßt als Geschwindigkeitsabhängigkeit der Masse in ein und demselben System, sondern auch bei unverändertem Bewegungszustand als Abhängigkeit der Masse von der Wahl des Systems, in welchem die Masse gelten soll, ist keineswegs alltägliches Erfahrungsresultat, mag sogar zuerst anmuten wie die von uns als unwirklich abgelehnten Wunderlichkeiten der Relativitätstheorie. Wir sehen aber, daß diese Massenrelativität auch dann durch die Natur der Dinge als Erfahrungsresultat gefordert wird, wenn wir — wie es in unseren Ableitungen geschehen ist — jene Wunderlichkeiten gänzlich außer Spiel gelassen haben, die wir abzulehnen uns berechtigt und in der Lage fühlten, weil wir sie durch naturgemäßer Erscheinendes ersetzt haben [1]. Daß

[1] Es ist hierbei außerdem zu bemerken, daß wir ausdrücklich uns bemüht haben hervorzuheben, worauf es für die wunderlich erscheinende

die Massenveränderlichkeit nicht alltägliches Beobachtungsresultat ist, hat seinen Grund offenbar nur in ihrer in allen gewöhnlichen Fällen außerordentlichen Kleinheit. Beispielsweise beträgt, selbst wenn v Erdbahngeschwindigkeit ist, $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ nur 1,000000005; in diesem Maße ist also die Masse eines auf der Erde ruhenden Körpers erhöht, wenn statt nach seinen Kraftwirkungen mit der Erdkugel nach solchen mit der Sonne gefragt wird.

Die Relativität der Masse und der kinetischen Energie, zu welcher wir gelangt sind, entspricht auch vollkommen den Vorstellungen, von welchen wir ausgegangen sind. Es ergibt sich beispielsweise folgendes Bild. Wir betrachten ein Elektron, das in einem Körpersystem A ruhe, während dieses System zusammen mit dem Elektron gegenüber einem System B die Geschwindigkeit v habe. Es ist dann in unserer Vorstellung die elektrische Kraftlinie des Elektrons in Ruhe relativ zum Äther von A, jedoch bewegt relativ zum Äther von B; die Kraftlinie erzeugt also nur mit dem Äther von B eine elektrodynamische Querströmung und das Elektron hat also nur im Äther von B ein Magnetfeld, nicht in dem von A. Der Äther des Magnetfeldes ergibt aber in unserem Bilde die kinetische Energie des Elektrons sowohl als seine Massenvergrößerung gegenüber der magnetfeldfreien Ruhmasse und wir sehen also in der Tat, daß das Elektron zweierlei kinetische Energien und zweierlei Massen hat, je nachdem man nach Wechselwirkungen mit dem System A oder mit B fragt. Es werde nun das Elektron durch eine im System A wirkende Kraft unter dem Arbeitsaufwand E zur Geschwindigkeit v relativ zu diesem System gebracht und es sei v so gerichtet, daß gleichzeitig seine Relativgeschwindigkeit gegenüber B zu Null kommt. Jetzt besteht das Magnetfeld des Elektrons ganz aus Äther von A, den es mit der Energiemenge E während seiner Beschleunigung aufgenommen hat, während gleichzeitig das Magnetfeld im Äther von B ihm verloren gegangen ist. Entweicht

---

Massenunbestimmtheit eines und desselben Körpers ankommt, nämlich auf das andere System, an welchem die Gegenkraft derjenigen Kraft angreift, für welche die Masse gelten soll. In dieser den tatsächlichen Verhältnissen entsprechenden Auffassungsweise verschwindet jeder berechtigte Anlaß zur Verwunderung. Anders in der meist beliebten Ausdrucksweise der Relativitätstheorie, in welcher Massen, Längen, Zeiten von der Wahl des „Koordinatensystems", vom Standpunkt oder Bewegungszustand des „Beobachters" abhängig erscheinen, wobei noch besonders die dem Relativitätsprinzip eigentümliche, rein kinematische, von Kraftwirkung ganz unabhängige Relativität der Längen und Zeiten, von der wir uns gänzlich frei gemacht haben, verwirrend wirkt.

schließlich das Elektron mit seiner Relativitätsgeschwindigkeit v ganz aus dem System A und geht es in das System B über, in welchem es ruht, so hat es auch keinen Äther von A mehr in seinem nun überhaupt verschwundenen Magnetfeld. Beide Äthermengen, die während dieses Gesamtvorganges im Magnetfeld des Elektrons waren, zuerst die von B, dann die von A, jede mit dem Energieinhalt E und entsprechender Masse, sind dabei schließlich in das System A gegangen, in welchem sie die kinetische Energievermehrung $2E$ und entsprechenden Massenzuwachs hervorbringen. Daß dieser Energiezuwachs $2E$ im System A sich finden müsse, in bezug auf B, als Äquivalent der verlorenen ursprünglichen kinetischen Energie E des Elektrons und der an ihm bei der Beschleunigung in A verbrauchten potentiellen Energie E, findet man bei Anwendung des Schwerpunktsprinzips auf das System A während der Beschleunigung. Eine außerdem durch Arbeit der Gegenkraft in A verbrauchte potentielle Energiemenge, die ebenfalls schließlich als kinetische Energie in A, gegenüber B, sich findet, haben wir im Vorstehenden nicht besonders betrachtet; sie ist nur ein durch das Verhältnis der Elektronenmasse zur Masse von A gegebener kleiner Bruchteil von E.

Unsere hierbei erläuterte Auffassung, daß Masse und Energie des Elektrons elektromagnetischen Ursprungs seien, entsprechend frühen Überlegungen von O. Heaviside[1]), findet sich bekanntlich in verschiedenen Weisen quantitativ durchgeführt[2]). Daß man dabei je nach den über das Elektron gemachten Nebenannahmen zu verschiedenen, von Gl. 4 und 5 zum Teil abweichenden Resultaten gelangt, braucht nicht zu verwundern; eine Probe auf die Richtigkeit unserer Auffassung können diese Resultate nicht liefern; denn ihre Nebenannahmen verschiedener Art — daß das Elektron eine elektrisierte Voll- oder Hohlkugel sei, daß es starr oder deformierbar, kompressibel oder inkompressibel sei — erscheinen sämtlich künstlich und unbefriedigend, und ob in unmittelbarer Nähe eines Elektrons die für große Abstände von großen Ladungen geltenden elektromagnetischen Gleichungen noch gültig sind, wie es jene Berechnungen annehmen, ist gerade nach unseren Vorstellungen von der diskontinuierlichen Beschaffenheit des Äthers sehr fraglich. Für uns ist das Elektron weiter nichts als das Ende einer elektrischen Kraftlinie, das die Eigenschaften der negativen Ele-

1) O. Heaviside, Phil. Mag. 25 u. 26, 1888.

2) Vgl. die zusammenfassende Darstellung von A. H. Bucherer, „Mathematische Einführung in die Elektronentheorie", Leipzig 1904, S. 56 u. ff.

mentarladung hat; Eigenschaften, die wir an materiellen Körpern finden, schreiben wir ihm nicht zu[1], wie wir auch umgekehrt stets hervorgehoben haben, daß unsere Gleichungen ihrer Herleitung nach zwar für Elektronen gültig zu erwarten sind, nicht aber notwendigerweise oder ohne weiteres für materielle Massen.

Es bleibt jetzt noch die Frage der Abhängigkeit der Kräfte von der Geschwindigkeit zu untersuchen. Wir haben, um solche Abhängigkeit darzustellen, bereits die Funktion $f(v)$ eingeführt, wodurch das Bewegungsgesetz die Form annahm (Gl. 3a, 3b)

$$\frac{d(vm)}{dt} = K_0 f(v)$$

oder

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{m + v\frac{dm}{dv}},$$

worin v die Geschwindigkeitskomponente in Kraftrichtung, gemessen relativ zum beschleunigenden System, und K_0 die Ruhkraft, d. i. die bei $v = 0$ wirkende Kraft ist.

Untersucht man die Erfahrungen, welche zur Beantwortung der vorliegenden Frage nach der Natur der Funktion $f(v)$ in Betracht kommen, so findet man folgendes: Nur Versuche an Kathodenstrahlen bieten Aussicht auf Erfolg, da sonst keine genügend großen Geschwindigkeiten vorkommen, gerade für Elektronen sind aber auch unsere Gleichungen, ihrer Herleitung nach, ohne weiteres als gültig zu erwarten. Wir betrachten gesondert die Versuche in Quer- und die in Längskraftfeldern.

a) In quer zur Strahlrichtung gestellten Kraftfeldern liegen die meisten und feinst durchgeführten Beobachtungen vor; ihr Ziel ist die Messung des Verhältnisses e/m von Ladung zu Masse, und der Strahlgeschwindigkeit, um die Abhängigkeit des ersteren von letzterer zu finden. Es wurden in bekannter Weise elektrische und magnetische Querfelder teils gesondert, teils gleichzeitig wirkend benutzt. Diese Versuche sind in unserer Auffassung so zu beurteilen, daß in der vorstehenden Gleichung $v = 0$ ist, da in Kraftrichtung keine Geschwindigkeitskomponente vorhanden ist, also $f(v) = 1$ und also (mit Gl. 4)

---

1) Es entspricht dies ganz meinem ursprünglichen, unmittelbar aus der Beobachtung gezogenen Schluß, daß die Kathodenstrahlen Vorgänge im Äther seien.

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0}{m} = \frac{K_0}{m_0 \Big/ \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}},$$

wenn v_1 die Strahlgeschwindigkeit bedeutet. Diese Gleichung wurde durch die Versuche auch bestätigt, wie bereits vorher angegeben. Es ist aber $f(v)$ herausgefallen; diese Versuche können also zur Beantwortung unserer Frage nichts beitragen.

b) Anders ist es mit Versuchen im Längsfeld, also an Kathodenstrahlen parallel zu elektrischer Kraft. Es hat hier in Gl. 3b v die Bedeutung der Strahlgeschwindigkeit und die Gleichung nimmt, wenn man dm/dv nach Gl. 4 einsetzt, die Form an

$$\frac{dv}{dt} = \frac{K_0 f(v)}{m_0 \Big/ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}^{\,3}} \text{ [1]}.$$

Hier kann also, wenn man durch anschließende Versuche im Querfeld die Strahlgeschwindigkeit v mißt, bei dem aus dem Längsfeld und aus e/m_0 bekannten K_0/m_0 die Funktion $f(v)$ ergründet werden. Von den bisher ausgeführten Versuchen ist aber allerdings zu sagen, daß sie für diesen Zweck nicht genügend genau durchgeführt erscheinen. Es erscheint an der Zeit, den Gegenstand durch neue Versuche zu verfolgen, um die Frage der Geschwindigkeitsabhängigkeit der elektrischen Kraft zur Entscheidung zu bringen [2].

Unserer Vorstellung nach muß die Kraftwirknng versagen, wenn bereits sehr große Geschwindigkeit in Kraftrichtung vorhanden ist; denn die Kraftwirkung erfolgt durch Ätherbewegungen, die etwa mit Lichtgeschwindigkeit vor sich gehen. Wir erwarten also etwa $f(c) = 0$ [3].

---

1) Der Nenner rechts ist auch „longitudinale Masse“ genannt worden.

2) Meine eigenen Versuche an Kathodenstrahlen parallel elektrischer Kraft (Ann. d. Phys. u. Chem. **65**, 1898) waren bereits ausgesprochenermaßen von diesem Gesichtspunkt aus unternommen. Sie haben aber als die ersten ihrer Art, und mit beschränkten Mitteln durchgeführt, nicht die erforderliche Genauigkeit erreicht, und die späteren Versuche anderer Autoren zur Messung von e/m bei variierter Geschwindigkeit sind, soweit sie genügende Genauigkeit haben, nur in Querfeldern ausgeführt, also für unseren Zweck ungeeignet.

3) Es handelt sich hier auch um die Frage, ob durch Kraftwirkung auf ein Elektron, das einem System A angehört, welches bereits samt dem Elektron sehr große Relativgeschwindigkeit gegenüber einem System B hat, Überlichtgeschwindigkeiten relativ zu B erreichbar sind oder ob $f(v)$ von solcher Art sei, daß dies ausgeschlossen ist. Wäre etwa v in $f(v)$ nicht

Es bedeutet dies eben die schon von vornherein (II) eingeführte, bei den Lichtquanten bemerkte Nichtbeeinflußbarkeit von Kraftfeldern, die mit Lichtgeschwindigkeit relativ zum umgebenden Äther bzw. Uräther sich bewegen, wenn nicht ein besonderer Fall von günstiger Lagerung zum beeinflussenden Felde vorliegt. Das letztere, die Wirkung der gegenseitigen Lagerung der bewegten Kraftfelder, kann hier an den oben rein analytisch betrachteten Fällen a) und b) des quer bzw. parallel zum elektrischen Feld bewegten Elektrons auch eingehender unserer Vorstellung entsprechend erläutert werden. Bewegt sich das Elektron quer zur elektrischen Kraft, so kann die elektrische Kraftlinie des Elektrons, welche bei dessen schneller Bewegung senkrecht zur Strahlrichtung sich einstellt[1]), dem Kraftliniensystem des elektrischen Feldes so sich einordnen, wie es den Eigenschaften

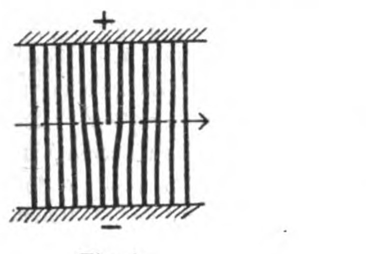


Fig. 3.



Fig. 4.

der Kraftlinien entspricht (daß sie einander nicht schneiden können; vgl. Fig. 3). Die Kraftwirkung zwischen Kondensatorfeld und Elektron findet demnach wie bei relativ zum Felde ruhendem Elektron statt, was $f(0) = 1$ entspricht. Bewegt sich dagegen das Elektron parallel zur elektrischen Kraft, so ist keine Einordnung seiner Kraftlinie in das Kraftliniensystem des Kondensatorfeldes möglich, da die beiden Bedingungen, daß einerseits die Kraftlinie des Elektrons senkrecht zum Strahl stehe und daß andererseits Kraftlinien (die miteinander in Wechselwirkung treten) niemals einander schneiden können, miteinander unvereinbar sind (vgl. Fig. 4). Zwar werden also, in unserer Vor-

relativ zum beschleunigenden System, sondern absolut (relativ zum Uräther) zu rechnen, so könnten Überlichtgeschwindigkeiten relativ zum Uräther ausgeschlossen sein. Die Verwirklichung des gedachten, über die hier offenen Fragen Auskunft versprechenden Vorgangs könnte durch Kanalstrahlen aus radioaktiven Atomen erfolgen, die ihrerseits β-Strahlen aussenden.

1) Vgl. „Über Äther und Materie“, sowie zuerst Heaviside a. a. O.

stellung, die beiderseitigen Kräftlinien den in Fig. 4 gezeichneten Lauf haben, sie werden aber verschiedenen Ätherteilen zugehören und also nicht aufeinander wirken, was $f(c) = 0$ entspricht.

IV.

Überblicken wir das im vorigen Abschnitt III Entwickelte, so zeigt sich, daß unsere neu eingeführten Grundvorstellungen die Probe an der bisherigen Erfahrung vollkommen bestanden haben. Sie machten in einfacher Weise alle Tatsachen der sechs Erfahrungsgruppen der neueren Ätherphysik verständlich und sie gaben Anlaß zu einer Reihe von neuen Fragestellungen für künftige Erfahrung, die weiterführen können. In irgendwelche Schwierigkeiten gegenüber unserem eigenen Innern kamen wir dabei — im Gegensatz zur Relativitätstheorie — nicht.

Ausschlaggebend für unsere Vorstellungen war — wie unter II auseinandergesetzt — neben schon früher Vorgebrachtem das Abgehen von der reinen Undulationstheorie, welche die Lichtwellen mit fester Geschwindigkeit im Äther laufen läßt, wie Schallwellen in Luft laufen. Wir haben uns von der Naturbeobachtung leiten lassen, indem wir nicht versuchten, dem Äther Eigenschaften der Materie fortdauernd dort zuzuschreiben, wo es zu offenbaren Widersprüchen führt, und wir haben deshalb die Lichtemission nicht nur als einen Wellenerzeugungsvorgang allein anzusehen uns entschlossen, sondern sie nach den Winken der Erfahrung als das Abschleudern der mit Masse begabten Lichtquanten hingestellt, deren jedes ein aus Äther gebildeter elektromagnetischer Wellenzug ist, der in dem das emittierende Atom umgebenden Äther entsteht und mit relativ zu diesem Äther zu rechnender Lichtgeschwindigkeit forteilt, welche Geschwindigkeit dann aber allmählich in absolute, d. i. relativ zum Uräther bestehende Lichtgeschwindigkeit übergeht.

Die Einführung des Uräthers neben dem jetzt verändert aufgefaßten Äther hat der Frage nach Absolutgeschwindigkeiten wieder neuen Sinn gegeben. Der Weg zu ihrer Beantwortung erscheint uns nicht — wie nach dem Relativitätsprinzip — prinzipiell, wohl aber vielleicht praktisch versperrt, allerdings durch Umstände, die hart in der Natur der Dinge zu liegen scheinen. Besäßen wir eine Lichtquelle, die genügend fern von der Erde wäre — um alle Zweifel auszuschließen weit außerhalb des Sonnensystems, sodaß das Licht sicher aus dem Uräther zu uns käme — und deren Relativbewegung zur Erde dennoch von vornherein aus Kenntnis der Bahnbewegungen mit derjenigen



Sicherheit bekannt wäre, mit welcher man die Bewegungen innerhalb unseres Sonnensystems kennt, so wäre die Absolutbewegung dieser Lichtquelle sowohl, als der Erde, mittels Doppler-Beobachtungen in folgender Weise feststellbar. Es sei u die Absolutgeschwindigkeit der Lichtquelle, v die der Erde, beide in Strahlrichtung gemessen, und ν die (aus Kenntnis des emittierenden Stoffes bekannte) Schwingungszahl der Lichtquelle. Es ist dann die emittierte Wellenlänge im eigenen Äther der Lichtquelle

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

und im Uräther

$$\lambda_1 = \frac{c-u}{\nu}.$$

Die auf der Erde beobachtete Schwingungszahl ist dann

$$\nu_1 = \frac{c-v}{\lambda_1} = \frac{c-v}{c-u}\,\nu,$$

woraus für den auf der Erde zu beobachtenden Dopplereffekt folgt

$$\frac{\nu_1 - \nu}{\nu} = \frac{u-v}{c-u}.$$

Dies ist eine Gleichung für die beiden Unbekannten u und v. Die zweite Gleichung wäre durch die als bekannt vorausgesetzte Relativgeschwindigkeit

$$u - v = w$$

gegeben, und somit wären die Absolutgeschwindigkeiten u und v einzeln ermittelbar[1]). Jupiter oder Mars würden (mit ihrem reflektierten Sonnenlicht) in geeigneter Konstellation zur Erde als Lichtquellen mit bekannter Relativgeschwindigkeit zur Erde dienen können; aber es ist fraglich, ob man innerhalb des Sonnensystems bereits absolute Lichtgeschwindigkeit annehmen kann oder ob nicht vielmehr mit Lichtgeschwindigkeit relativ zum Äther der Sonne zu rechnen ist[2]) und im letzteren Falle würde man als Resultat $u = 0$ erhalten und die Frage nach den Absolutgeschwindigkeiten bliebe unbeantwortet. Ein die Un-

1) Es käme, wie man aus den Gleichungen sieht, darauf an, daß w möglichst groß sei und daß sowohl w als der Doppler-Effekt, sowie auch die Lichtgeschwindigkeit genügend genau vorliegen, beispielsweise auf $^1/_{10000}$, wenn man u/c von der Größenordnung $^1/_{1000}$ erwartet.

2) Es könnte hierüber der Michelson-Versuch mit Sonnenlicht entscheiden (vgl. die betr. Note unter III, 2).

genauigkeiten übersteigender Wert von u würde dagegen nicht nur die Frage nach der Absolutbewegung des Sonnensystems beantworten, sondern auch einen ganz besonderen Nachweis der Berechtigung unserer Auffassungsweise liefern.

Ein anderer Weg zum selben Ziele wäre die Messung der Lichtgeschwindigkeit mit Benutzung von außerirdischen Lichtquellen, die an verschiedenen Stellen des Sternhimmels stehen, also verschiedene Strahlrichtungen ergeben. Wieder müßten aber die Lichtquellen, um unzweifelhaft brauchbar zu sein, möglichst weit außerhalb des Sonnensystems stehen. Innerhalb des Sonnensystems könnte nach O. Römers Weise bei verschiedenen Richtungen des Strahlenlaufes die Lichtgeschwindigkeit gemessen werden [1]), aber es würde zweifelhaft bleiben, ob nicht das Sonnenlicht erst außerhalb der Planetenbahnen zur Absolutgeschwindigkeit übergeht, was sehr wohl möglich wäre und in welchem Falle ein negatives Resultat, d. i. konstante, von der Richtung relativ zum Fixsternhimmel unabhängige Lichtgeschwindigkeit sich ergeben, die Ermittlung der Absolutgeschwindigskeit also versagt sein würde.

Die Durchführung solcher Beobachtungen muß in jedem Falle wertvoll sein. Könnten Fixsterne als Lichtquellen benutzt werden, so wäre eine Förderung der Frage nach der Absolutbewegung möglich [2]). Werden dagegen die Beobachtungen innerhalb des Sonnensystems ausgeführt, so können sie zum mindesten zeigen, wie weit das Sonnenlicht im Äther der Sonne läuft, bzw. ob es schon innerhalb des Planetensystems in den Uräther übergeht. —

Spricht wie alle bisherige so auch künftige Erfahrung für unsere Vorstellnngen oder für verwandte, die noch angegeben werden können, so wird man, glaube ich, Anlaß bekommen, der großen Bereitwilligkeit sich zu schämen, mit welcher man bisher dem Einsteinschen Ausweg

---

1) Der Gedanke, in dieser Weise nach Absolutbewegung des Sonnensystems zu suchen, soll schon von J. C. Maxwell ausgesprochen sein (Encycl. Brit., Artikel „Ether“). Neuerdings ist er von Herrn K. F. Bottlinger erörtert worden (Astron. Nachr. **211**, Nr. 5051, 1920), wobei die wichtige Angabe sich findet, daß „von Jupiter und Saturn eine große Menge von Beobachtungen vorliegen“; es wäre in der Tat sehr zu wünschen, daß diese Beobachtungen passende Bearbeitung fänden.

2) Beim zweitangegebenen Weg nur wenn die hier durchgeführte Annahme zutrifft, daß beim Übergang aus dem Uräther in den Äther des Sonnensystems die Lichtgeschwindigkeit unbeeinflußt bleibt, worüber die Durchführung des Michelson-Versuches mit Fixsternlicht Auskunft geben kann (siehe die betr. Note unter III, 2).

gefolgt ist. Vielleicht mag aber auch jetzt schon die bloße Erkenntnis des Vorhandenseins eines anderen Auswegs etwas zur Beseitigung einer nicht mit Unrecht als „Massensuggestion" bezeichneten Geistesbeeinflussung beitragen, die keineswegs erbaulich erscheinen kann, wenn man sieht, daß dabei unnötigerweise eine Verfehltheit unserer eigenen Geisteseinrichtung zugestanden wird, Raum- und Zeitvorstellung betreffend, und daß bereitwillig Verschiebungen des Begriffs des absolut Wahren in der Natur hingenommen werden [1]).

Hierzu kommt, daß wir Gelegenheit gehabt haben, zu sehen, daß sämtliche Erfahrungen, die man bisher als ganz besondere positive Stützen der Relativitätstheorie hingestellt hat, worunter die an schnellen Kathodenstrahlen oder an den Feinstrukturen der Spektren voranstehen, mit dieser Theorie in Wirklichkeit gar nichts zu tun haben, da sie auch ganz ohne dieselbe vorausgesagt und quantitativ behandelt werden können, sodaß ihr Zutreffen zwar allerdings die unentbehrlichen Voraussetzungen ihrer Herleitung bestätigt, nicht aber die nur künstlich damit verwobene Relativitätstheorie. Es würde sich zur Bestätigung dieser Theorie um Voraussagen handeln müssen, die tatsächlich ohne dieselbe nicht erhältlich sind; als solche Voraussagen kämen bisher nur die Rotverschiebung der Spektrallinien der Sonnen und die im vollen Betrage, aber bei gesichertem Ausschluß Seeligerscher Massen oder ähnlicher prinzipiell bekannter Ursachen, eintretende Merkurperihelverschiebung in Betracht, deren Bestätigung aber bekanntlich noch fehlt [2]). Zudem war vom Standpunkt zweifelloser Erfahrung aus die Beziehung zwischen Energie und Masse keineswegs so allgemeingültig einzusehen, wie sie es nach der Relativitätstheorie sein sollte. Auch sahen wir die Überlichtgeschwindigkeiten in der Erfahrung eine wesentlich andere Rolle spielen als in den beiden Relativitätstheorien. Endlich erschien uns einer der Ausgangspunkte der Relativitätstheorie, die Lorentz-

---

1) Vgl. hierzu die Ausführungen von E. Gehrcke in den „Beiträgen z. Philosophie des deutschen Idealismus" 2, 13, 1921.

2) Vgl. zur Rotverschiebung „Über Relp., Ä., Gr." 1921, S. 43, zur Perihelverschiebung ebendort S. 19, 20; zur Rotverschiebung außerdem besonders L. C. Glaser, Glasers Annalen 88, S. 30 u. 42, 1921. Ob übrigens letztere Voraussage nicht auch in einfacher Weise, ohne die Besonderheiten der Relativitätstheorie erhältlich wäre, muß noch dahingestellt bleiben und wäre der Untersuchung wert, falls man sie genügend genau kontrollieren könnte und falls sie zuträfe. Bei der Voraussage einer — von Lichtbrechung unabhängigen — Lichtstrahlenkrümmung nahe der Sonne haben wir die gänzliche Entbehrlichkeit der Relativitätstheorie zur Herleitung gezeigt. Vgl. die bei Gl. 1 (III, 6) eingeschaltete Bemerkung.

Kontraktion, als nur einer besonderen Versuchsform angepaßte, außer Zusammenhang mit neuerer, verwandter Erfahrung stehende und deshalb unwahrscheinliche Hilfsannahme.

Für die Relativitätstheorie ist somit das Resultat gerade derjenigen Teile unserer Untersuchung, die unmittelbar auf Erfahrung stehen und von den Bildern des Äthers und Uräthers — die uns nur den Weg wiesen — auch ganz unabhängig betrachtet werden können, nicht günstig ausgefallen.

Wir haben aber in eben den eingeführten Bildern vom Äther und dem Uräther ein neues und widerspruchsfreies Mittel zur Gestaltung einer zutreffenden Elektrodynamik bewegter Körper oder, was nach heutiger Kenntnis dasselbe ist, zu einer zusammenfassenden Darstellung aller beobachtbaren Naturvorgänge gefunden.

Radiologisches Institut Heidelberg, März 1921. (In den Hauptzügen zuerst vorgetragen im Heidelb. Physikal. Seminar am 20. Jan. und 24. Febr. 1921.)

(Eingegangen 6. April 1921.)

Ventil- und Gleichrichterwirkung.

Von A. Günther-Schulze.

Mit 36 Figuren.

Inhalt:

Im Text finden sich keine Literaturhinweise.

I. Definition.

Ein elektrisches Ventil ist ein den elektrischen Strom leitendes Gebilde von solcher physikalischen Beschaffenheit, daß seine e, i-Kurve, die sogenannte Charakteristik, von der Stromrichtung abhängig ist. Die Erscheinung wird auch Unipolarität genannt. Ein elektrisches Ventil hat demnach die Eigenschaft, bei gegebener Spannung in der einen Richtung einen anderen Strom fließen zu lassen als in der anderen. Apparate, die dieses durch bewegte Teile, wie Schalter, schwingende Kontaktfedern oder rotierende Kollektoren erreichen, gehören nach der Definition nicht zu den elektrischen Ventilen.

Hat beispielsweise ein Gebilde die Charakteristik der Fig. 1, so läßt es im positiven Quadranten nur einen verschwindend geringen Strom fließen, solange die Spannung unter dem Betrage A bleibt, während im negativen Quadranten jede beliebige Stromstärke hindurchgelassen wird, sofern nur die Spannung den Betrag A übersteigt.

Aber auch ein Gebilde, das nach Fig. 2 eine in beiden Quadranten gleiche aber gekrümmte Charakteristik besitzt, läßt sich zu einem Ventil

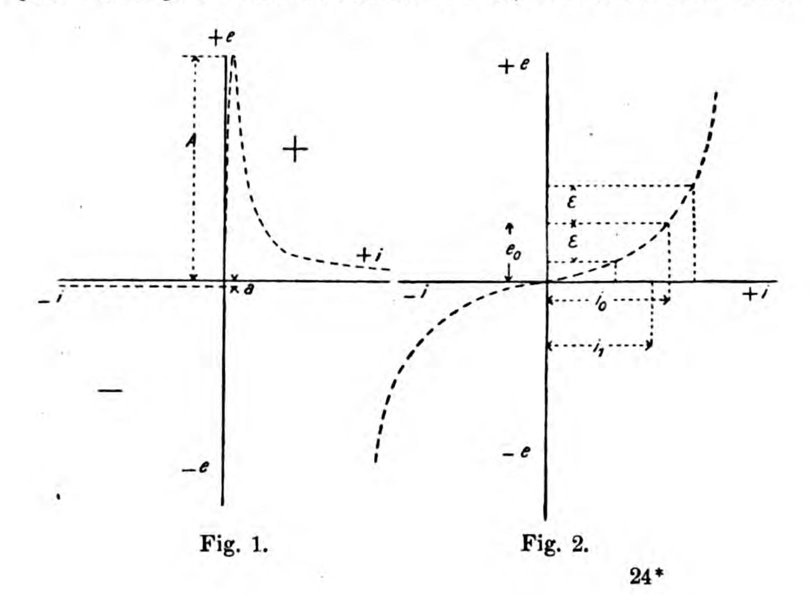


Fig. 1. Fig. 2.

machen, wenn man den Nullpunkt der Charakteristik durch einen Hilfsstrom aus seiner symmetrischen Lage verschiebt. Schickt man z. B. durch das Gebilde der Fig. 2 einen konstanten Hilfsstrom vom Betrage i_0, sodaß die Spannung am Gebilde gleich e_0 ist und lagert über diesen Hilfsstrom eine Wechselspannung $E \times \sin \omega t$, so bleibt e_0 der Mittelwert der Spannung. Der Mittelwert des Stromes dagegen wird, wie Fig. 2 ohne weiteres erkennen läßt, infolge der Krümmung der Charakteristik gleich $i_1 < i_0$. Ferner leuchtet ohne weiteres ein, daß in Fig. 2 $i_1 > i_0$ sein würde, wenn die e, i-Kurve nach oben konvex wäre.

Man hat also zwischen echten oder selbständigen Ventilen und unselbständigen oder Ventilen mit Hilfsspannung zu unterscheiden.

Die Verwendung der elektrischen Ventile läßt sich in zwei mal zwei Gruppen teilen.

1. Statisch werden sie verwandt, um die normale gewünschte Richtung eines Gleichstromes zuzulassen, die entgegengesetzte zu unterdrücken. Lädt beispielsweise eine auf der Achse einer fahrenden Lokomotive sitzende Dynamo eine Akkumulatoren-Batterie für die Zugbeleuchtung, so verhindert ein eingeschaltetes Ventil, daß sich die Akkumulatoren-Batterie rückwärts durch die Dynamo kurzschlußartig entlädt, sobald der Zug hält.

2. Dynamisch werden die Ventile zur Verwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom benutzt, diese Verwandlung kann einen doppelten Zweck haben, nämlich a) die Erzeugung von Gleichstrom für Zwecke, zu denen Wechselstrom nicht verwandt werden kann, wenn die zur Verfügung stehende Energiequelle nur Wechselstrom liefert, b) Messung oder auch nur Wahrnehmung von Wechselstrom sehr geringer Intensität durch Verwandlung in Gleichstrom, weil die Messung schwacher Gleichströme empfindlicher und bequemer ist als die schwacher Wechselströme.

Die Gruppe 1, die statischen Ventile, haben nur geringe Bedeutung. Die dynamischen Ventile der Gruppe 2a werden in der Regel zu mehreren zu Apparaten zusammengestellt, die Gleichrichter heißen. Sie sind das Hauptanwendungsgebiet der echten Ventile und haben in den letzten Jahren in der Technik eine schnell steigende Verwendung und Wichtigkeit erlangt. In Gruppe 2b teilen sich die echten Ventile und die Ventile mit Hilfsspannung. Das Hauptanwendungsgebiet dieser Gruppe ist die drahtlose Telegraphie und Telephonie, in der die Ventile in der Regel als Detektoren bezeichnet werden. Da es außer-

ordentlich viele elektrisch leitende Gebilde mit gekrümmter Charakteristik gibt, ist die Zahl der möglichen Ventile mit Hilfsspannung sehr groß. Ihre Brauchbarkeit wird weniger durch ihre Ventileigenschaften an sich, als vielmehr durch ihre Verhalten gegen Hochfrequenz bedingt.

II. Die allgemeinen Schaltungen der echten Ventile.

Hier seien nur diejenigen Schaltungen angegeben, die für alle Ventile verwendbar sind. Schaltungen, die erst durch besondere Eigentümlichkeiten spezieller Ventile möglich werden, sollen bei der Besprechung dieser Ventile angegeben werden. Die durchlässige Richtung heiße „Flußrichtung“, die undurchlässige „Sperrichtung“.

Bei statischer Verwendung eines Ventiles versteht sich die Schal-

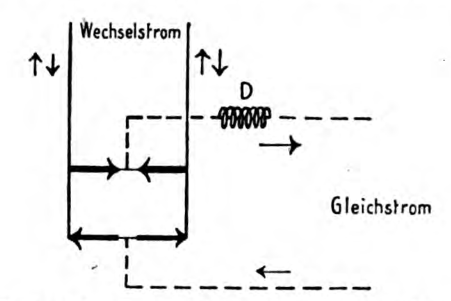


Fig. 3. Graetzsche Schaltung für einphasigen Wechselstrom.

tung von selbst. Das Ventil wird in den Stromkreis eingeschaltet, in dem nur eine Stromrichtung möglich sein soll.

Bei der dynamischen Verwendung oder Gleichrichtung hat diese einfachste Schaltung den Nachteil, daß die eine Richtung des Wechselstromes einfach unterdrückt wird, die einzelnen gleichgerichteten Stromstöße also durch Pausen unterbrochen sind. Deshalb wird diese Schaltung, soweit es sich um Strom niederer Frequenz handelt, nur bei gelegentlicher Verwendung selbstgefertigter Ventile im Laboratorium benutzt. Zur Ausnützung beider Richtungen des Wechselstromes müssen mehrere Ventile kombiniert werden. Bei der sogenannten Graetzschen Schaltung werden zum Gleichrichten von einphasigem Wechselstrom 4 Ventile in der in der Fig. 3 angegebenen Weise miteinander verbunden. Die Ventile sind als Pfeile gezeichnet, deren Richtung die Flußrichtung angeben soll. Zum Gleichrichten von Drehstrom sind zu der Graetzschen Schaltung nach Fig. 4 6 Ventile erforderlich.

Bei der technischen Gleichrichtung von Wechselstrom ist die ge-

bräuchliche Schaltung die Transformatorenschaltung der Fig. 5 und 6. T ist ein sogenannter Spartransformator oder Autotransformator, an

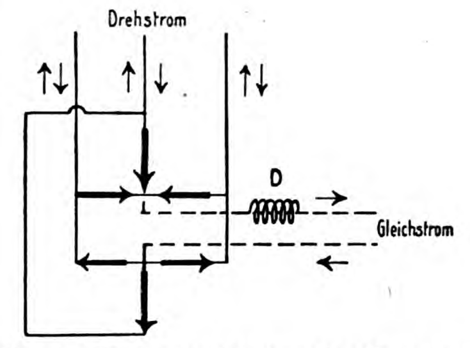


Fig. 4. Graetzsche Schaltung für Drehstrom.

dessen Enden die Betriebswechselspannung E liegt. Die im Verhältnis der Windungszahlen verkleinerte oder vergrößerte Spannung e wird bei Einphasenstrom 2, bei Drehstrom 3 Ventilen zugeführt. Der den

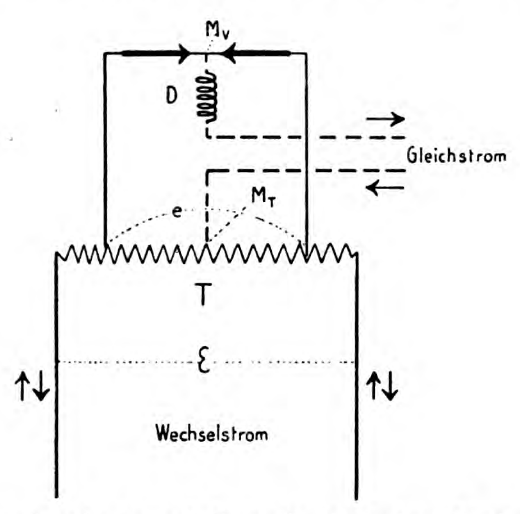


Fig. 5. Transformatorschaltung für einphasigen Wechelstrom.

gleichgerichteten Strom führende Kreis liegt zwischen dem Mittelpunkt M_V der Ventile und dem Mittelpunkt M_T des Transformators.

Der Nachteil dieser Schaltung liegt darin, daß sie eines Trans-



formators bedarf, ihr Vorteil darin, daß sich das Verhältnis zwischen Wechsel- und Gleichspannung beliebig einstellen läßt und daß der Strom

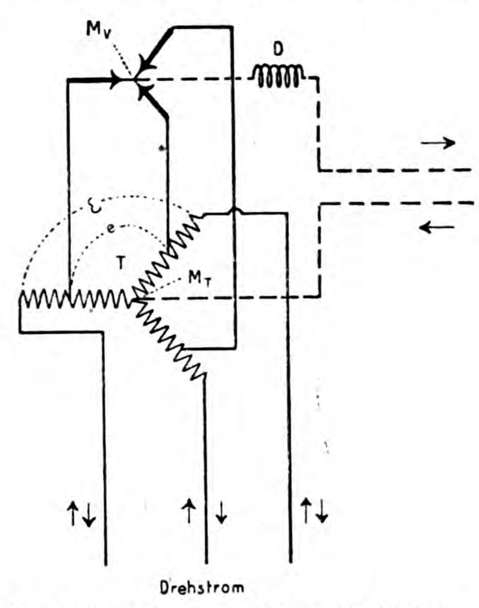


Fig. 6. Transformatorschaltung für Drehstrom.

immer nur ein Ventil durchfließt, statt zwei, wie bei der Graetzschen Schaltung, sodaß die Energieverluste in der Ventilgruppe nur halb so groß werden.

III. Die Energieverluste in den Ventilen und bei der Gleichrichtung von Wechselstrom.

Bei der Gleichrichtung von Wechselströmen mit Hilfe von Ventilen lassen sich 4 Arten von Verlusten unterscheiden, nämlich

1. Energieverluste im Ventil in der Sperrichtung,
2. Energieverluste im Ventil in der Flußrichtung,
3. Energieverluste im Gleichstromverbrauchskreis durch Lieferung von pulsierendem Gleichstrom durch das Ventil,
4. Energieverluste im Gleichstromverbrauchskreis durch Aufhebung der schädlichen Wirknng der in der Sperrichtung vom Ventil durchgelassenen Ströme.

Man hat deshalb auch zwei Wirkungsgrade zu unterscheiden, den Wirkungsgrad des Ventiles und den Wirkungsgrad der Gleichrichtung.

Da die Verluste im Ventil von seiner e, i-Kurve in beiden Stromrichtungen abhängen und diese für jedes Ventil eine andere ist, lassen sich allgemeine Regeln über die Berechnung der Verluste nicht aufstellen. Sicher ist nur, daß man die Verluste nicht als durch Ohmschen Widerstand erzeugt ansehen kann, denn es gibt wohl kein Ventil, dessen Charakteristik aus zwei geradlinigen Armen verschiedener Neigung besteht. Bei den technisch benutzten Ventilen wird die Verlustberechnung dadurch sehr einfach, daß die Verluste in der Sperrichtung zu vernachlässigen sind, weil kein merklicher Strom hindurchgelassen wird, während in der Flußrichtung ein konstanter, von der momentanen Stromstärke unabhängiger Spannungsverlust e_0 stattfindet. Man erhält also den Verlust im Gleichrichter durch Multiplikation dieses Spannungsverlustes mit dem mit einem Drehspulinstrument gemessenen Mittelwert des vom Ventil gelieferten Gleichstromes i_M. Der Wirkungsgrad des Ventiles ist gleich dem Quotienten aus der abgegebenen Energie q_a und der aufgenommen Energie q_e oder gleich $\frac{q_a}{q_a + e_0 \times i_M}$. Eine derartige Verlustberechnung ist zulässig beim Quecksilberdampf-Gleichrichter, dem Edelgas-Gleichrichter, der Wehnelt-Ventilröhre und anderen, nicht dagegen beim Aluminiumelektrolyt-Gleichrichter.

Die zu den beiden Verlusten im Ventil noch hinzukommenden Verluste der Gleichrichtung werden von der Technik gern außer acht gelassen, da sie nicht im Ventil, sondern im Gleichstromverbrauchskörper entstehen.

Die Wirkungsweise aller Gleichrichter besteht darin, daß sie, von den Verlusten abgesehen, die richtungwechselnden Impulse des Wechselstromes entweder in eine gemeinsame Richtung umklappen, oder die eine der beiden Richtungen unterdrücken. Damit liefern sie intermittierenden oder pulsierenden Gleichstrom, also in jedem Falle einen Gleichstrom, dem ein Wechselstrom übergelagert ist. Die effektive Stärke dieses Wechselstromes verhält sich zu der mittleren Stärke des Gleichstromes beim Gleichrichten von einphasigem Wechselstrom und Ausnützung beider Stromrichtungen ungefähr wie 1 zu $\sqrt{2}$. Sie wird um so geringer, je mehr Phasen der gleichgerichtete Wechselstrom besitzt.

Die von diesem übergelagerten Wechselstrom mitgeführte Energie ist nur dann Nutzenergie, wenn es sich um Stromwirkungen handelt, die von der Richtung unabhängig sind, wie Wärmewirkung oder Beleuchtung. In diesem Falle wäre aber die Gleichrichtung des Wechselstromes nicht nötig gewesen. In allen Fällen, in denen die Strom-

wirkung von der Richtung abhängig ist, wie Akkumulatoren-Ladung, Elektrolyse, Betrieb von Gleichstrommotoren usw., ist die von dem übergelagerten Wechselstrom mitgeführte Energie reiner Verlust.

Noch schlimmer steht es aus diesem Grunde um die vom Ventil infolge von unvollkommener Wirksamkeit in der Sperrichtung durchgelassene Strommenge. Diese ist nicht nur reiner Verlust, sondern hebt die beabsichtigte Wirkung des gewünschten Gleichstromes durch ihre entgegengesetzte Richtung auf und muß infolgedessen durch eine gleich große Menge der Flußrichtung wieder unschädlich gemacht werden. Doch kommen Ventile mit unvollkommener Wirksamkeit in der Sperrichtung nur selten vor.

Der vom Gleichrichter mitgelieferte, dem Drehstrom übergelagerte Wechselstrom bewirkt ferner, daß der vom Gleichrichter gelieferte Strom in einem Drehspulinstrument einen anderen Ausschlag hervorruft, als in einem Hitzdrahtinstrument. Es ist also bei der Messung der elektrischen Größen eines Gleichrichters besondere Vorsicht geboten.

Will man z. B. die Verluste im Gleichrichter messen, so hat man zugeführte und abgegebene Energie mit elektrodynamischen Wattmetern zu bestimmen. Handelt es sich dagegen um die Feststellung des Wirkungsgrades der Gleichrichtung, so muß die aufgenommene Energie mit einem elektrodynamischen Wattmeter, die abgegebene Gleichstromenergie durch Multiplikation der mit Drehspulinstrumenten gemessenen, vom Gleichrichter gelieferten Gleichstromstärke und Gleichspannung ermittelt werden.

Ist also die aufgenommene Energie q_e, die abgegebene Gesamtenergie q_a, die abgegebene Gleichstromenergie q_g, so ist

$$\frac{q_a}{q_e} = \text{Wirkungsgrad des Ventiles}$$

$$\frac{q_g}{q_e} = \text{Wirkungsgrad der Gleichrichtung}$$

$$q_e - q_a = \text{Verlust im Gleichrichter}$$

$$q_a - q_g = \text{Verlust im Gleichstromverbrauchskörper.}$$

Wegen dieser störenden Wirkungen beseitigt man den dem Gleichstrom übergelagerten Wechselstrom, soweit es möglich ist, durch Einschalten einer kräftigen Drosselspule in den Gleichstromkreis, die mit geringem Verlust die Pulsationen auf einen unschädlichen Betrag herabdrückt. Bei Akkumulatorenladung sorgt außerdem der geringe innere Widerstand der Zellen dafür, daß die Spannung bei kräftigen Stromschwankungen nur wenig schwankt.

Dagegen ist eine Beseitigung der Strompulsationen in den Zuführungen zu den einzelnen Ventilen des Gleichrichters naturgemäß nicht möglich. In der Schaltung der Fig. 5 liefert jeder Transformatorarm nur während der Hälfte, in der Schaltung Fig. 6 bei Drehstrom nur während eines Drittels jeder Periode Strom. Er muß also stärker bemessen sein, als wenn er die gleiche Leistung mittels eines konstanten Stromes lieferte. Das Gleiche gilt für die Zuleitungen vom Transformator zu den Anoden des Gleichrichters.

IV. Besondere Eigentümlichkeiten der Gleichrichtung.

In der normalen Wechselstromtechnik hat man es in der Regel mit Beharrungszuständen, mit eingeschwungenen Systemen, zu tun. Bei einem Ventil oder einem Gleichrichter dagegen ist jede Periode der Durchlässigkeit ein Einschaltevorgang, da die ihr vorhergehende Periode der Undurchlässigkeit den Strom unterbrochen hatte. Das führt einerseits zu manchmal sehr störenden und schwer zu erklärenden Erscheinungen an technischen Gleichrichtern, die gelegentlich eine unerklärliche Zerstörung des Gleichrichters zur Folge haben, andererseits aber auch zu interessanten neuen Vorgängen, auf die zuerst Papalexi hingewiesen hat. Dieser wies nach, daß die bis dahin allgemein verbreitete aber ungeprüfte Anschauung, daß die Wirkungsweise eines Ventiles darin bestände, daß es die eine Phase des Stromes stärker schwäche als die andere, ohne an der relativen Dauer der beiden Phasen etwas zu ändern, nur dann richtig ist, wenn in dem Ventilkreis außer dem Ventil nur noch Ohmscher Widerstand vorhanden, also die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung 0 ist. Ist dieses nicht der Fall, so wird die Dauer der Periode der Durchlässigkeit auf Kosten der Dauer der Periode der Undurchlässigkeit um so mehr vergrößert, je größer die induktive Phasenverschiebung wird und bei reiner Induktivität im Stromkreis, also einer Phasenverschiebung von 90^0, erstreckt sich die Dauer der Durchlässigkeit über eine volle Periode, wenn man das Ventil als ein Gebilde ansieht, das für die beiden Stromrichtungen sehr verschiedene konstante Ohmsche Widerstände besitzt.

Papalexi gründete seine Untersuchungen auf das elektrolytische Aluminiumventil und wurde zu der Annahme sehr verschiedener konstanter Ohmscher Widerstände in beiden Stromrichtungen durch die verfehlten Untersuchungen von Taylor verleitet, der Strom- und Spannungskurve an einem schwer überlasteten Ventil aufnahm. Ein bis zur Grenze des Zusammenbruches belastetes Aluminiumventil zeigt in der Tat annähernd konstanten Ohmschen Widerstand in beiden Strom-

richtungen, da in der Sperrichtung der durch die hohe Kapazität des Ventiles bedingte Kapazitätsstrom gegen den Belastungsstrom zurücktritt und in der Flußrichtung die Mindestspannung des Ventiles gegenüber dem Ohmschen Spannungsverlust im Elektrolyten und der Oxydschicht kaum in Frage kommt.

Auch bei seinen eigenen Versuchen zur Prüfung der Formeln arbeitete Papalexi mit stark überlasteten Zellen, denen er eine Gleichstromstärke von 20 Amp./dm² entnahm. Durch diese bei normal belasteten Ventilen auch nicht annähernd zutreffende Annahme konstanter Ohmscher Widerstände büßen die Untersuchungen von Papalexi an Wert ein.

Ferner haben sich mit der Frage der Wirkung dem Ventil parallel geschalteter Kapazität auf die Form der Strom- und Spannungskurven Günther-Schulze und Lindemann in einer Untersuchung beschäftigt, in der sie nachwiesen, daß die von Zenneck beobachtete Abnahme der Gleichrichterwirkung elektrolytischer Ventilzellen mit steigender Frequenz sich auf die Wirkung der elektrostatischen Kapazität und der Mindestspannung dieser Ventilzellen zurückführen läßt.

Endlich hat W. Jaeger die Frage für den Fall eines Ventiles, das in der Sperrichtung praktisch undurchlässig ist, in der Flußrichtung eine konstante, von der momentanen Stromstärke unabhängige Mindestspannung und keine merkliche elektrostatische Kapazität besitzt, erschöpfend behandelt. Da die wichtigsten technischen Ventile, wie der Quecksilberdampf-Gleichrichter, Edelgas-Gleichrichter, das Wehnelt-Ventil unter diese Annahme fallen, sind die Untersuchungen Jaegers von größter Wichtigkeit. Jaeger setzt: Betriebsspannung $\mathfrak{V} = V \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ Ventilspannung in der Sperrichtung $\mathfrak{v}$, Ventilspannung in der Flußrichtung v_0 (Mindestspannung), Strom i, Dauer der Flußrichtung t, Dauer der ganzen Periode T, $\sqrt{-1} = j$.

Unter Verwendung symbolischer Darstellung leitet er folgendes ab:

1. Ventil in Serie mit Widerstand R und Induktivität L.

Ist der Widerstand R sehr klein, so ist

$$i = \frac{\mathfrak{V}}{R + j\omega L} - \frac{\mathfrak{V}_0}{R + j\omega L} - \frac{v_0}{L} t + \frac{R}{L}\left(\frac{\mathfrak{V}_0}{R + j\omega L} t + \frac{v_0}{2L} t^2\right)$$

Ist $R = O$ (reine Selbstinduktion), so wird

$$i = \frac{1}{\omega L}\left(j\mathfrak{V}_0 - j\mathfrak{V} - 2\pi v_0 \frac{t}{T}\right).$$

Für den letzten Fall gibt Fig. 7 den Verlauf von Strom- und Spannungskurve wieder; wobei $V = 160$ V, $v_0 = 16$ V, $\omega L = 1$ an-

genommen ist. Punktiert ist die Stromkurve eingezeichnet, die sich für $v_0 = 0$ ergeben würde. Man sieht aus der Figur, daß sich die Dauer der Flußrichtung nur dann über die ganze Periode erstreckt, wenn $v_0 = 0$ ist, daß aber im allgemeinen wegen der Mindestspannung, auch wenn eine reine Induktivität ohne Ohmschen Widerstand eingeschaltet ist, eine Sperrzone übrig bleibt, deren Breite durch das Verhältnis v_0/v bedingt ist. Im gezeichneten Falle bleibt auch bei reiner Selbstinduktion noch eine Sperrzone von 0,2 T übrig.

2. Widerstand und Induktivität in Serie mit dem Ventil, außerdem Widerstand parallel dazu.

In diesem Falle wird die Spitze der Spannungskurve der Fig. 7 um so mehr abgerundet, je geringer der parallel geschaltete Widerstand

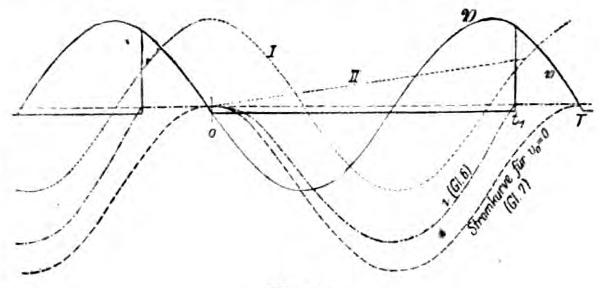


Fig. 7.

ist, und zwar treten schon bei ziemlich hohem Widerstand beträchtliche Verzerrungen der Kurve ein.

3. Induktivität und Widerstand einander parallel, beide in Serie zum Ventil. (Gleich Induktivität mit Energieverlust.)

Auch in diesem Falle wird die Kurve der Ventilspannung durch den Widerstand verzerrt.

4. Widerstand in Serie, Induktivität parallel zum Ventil.

In der Sperrichtung geht Strom durch R und L. Die am Ende der Sperrzone in L induzierte EMK ist gleich der Mindestspannung v_0, die von diesem Augenblick an bis zum Schluß der Periode konstant bleibt. Der Strom im Selbstinduktionskreis verändert sich von diesem Zeitpunkte an umgekehrt proportional der Induktivität. Für sehr kleine Werte derselben kann er in kurzer Zeit auf einen sehr hohen Betrag

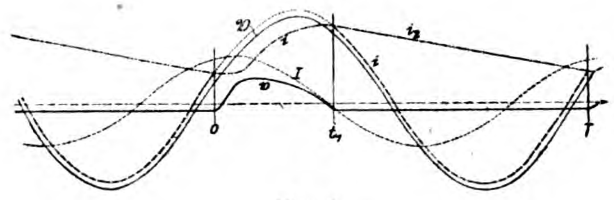


Fig. 8.

kommen. Fig. 8 gibt ein Beispiel für $L = 1$ Henry, $R = 500$ Ohm, $V = 184$ V.

5. Widerstand in Serie, Kapazität und Widerstand parallel zum Ventil.

Fig. 9 zeigt die hierbei entstehenden Ströme und Spannungen für $V = 184$ V, $R = 500$ Ohm, $C = 12$ mF, R' (parallel geschalteter

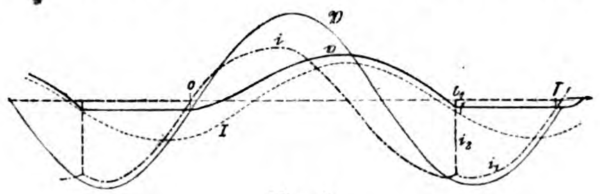


Fig. 9.

Widerstand) $= \infty$. Die Durchlaßzone ist in diesem Falle kleiner als eine halbe Periode, und zwar wird bei konstantem C die Durchlaßzone um so schmaler, je höher die Frequenz steigt. Bei hoher Frequenz wird das Ventil unwirksam und man erhält reinen Wechselstrom.

V. Verwendung der Ventile zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen.

Infolge dieser Eigenschaften bieten die elektrischen Ventile zwei Wege zur Erzeugung hochfrequenter Schwingungen. 1. läßt sich durch geeignete Schaltung erreichen, daß durch das Ventil während jeder Periode ein kurzer Stromstoß in einen Schwingungskreis gesandt wird, der ihn anstößt, sodaß der Kreis während der Dauer der Durchlässigkeit des Ventiles frei ausschwingen kann. Macht man die Eigenfrequenz des Kreises zu einem ganzen Vielfachen der Frequenz der Stromstöße und sorgt man dafür, daß die Schwingungsamplitude des Schwingungskreises zwischen zwei Stromstößen nicht zu sehr abnimmt, so erhält man nahezu kontinuierliche Schwingungen.

Das zweite Verfahren beruht einfach darauf, daß ein gleichgerichteter Wechselstrom eine Wechselstromkomponente der doppelten, ein gleichgerichteter Drehstrom eine Wechselstromkomponente der dreifachen Frequenz enthält, wie der Ausgangsstrom.

An sich stoßen beide Verfahren auf keinerlei Schwierigkeiten und sind auch schon wiederholt vorgeschlagen worden. Die wesentliche Frage ist die nach ihrem Wirkungsgrad. Dabei ergibt sich, daß der Wirkungsgrad einer Frequenzverdopplung nach dem letzten Verfahren etwa 30 Proz. beträgt, sodaß sich bei häufiger Wiederholung der Verdopplung zur Erzeugung hoher Frequenz ganz unzureichende Wirkungsgrade ergeben. Das erste Verfahren, den Schwingungskreis anzustoßen, erscheint aussichtsreicher, ist jedoch weder theoretisch noch praktisch gründlich ausgearbeitet worden, weil inzwischen das ganze Problem durch die Ausbildung der Gitterröhren an Wichtigkeit verloren hat.

VI. Verwendung der Ventile zur Erzeugung beliebiger Kurvenformen.

Der Umstand, daß die meisten Ventile nur durchlässig sind für Spannungen, die in der Flußrichtung oberhalb der Mindestspannung liegen, daß sie oberhalb dieser Spannung den Widerstand 0 haben, während für alle anderen Spannungen der Widerstand unendlich ist, läßt sich zur Herstellung beliebiger Wechselstromkurven mit Hilfe von Ventilen ausnützen. Im folgenden sollen nur einige Beispiele herausgegriffen werden.

Angenommen, es steht eine sinusförmige Kurvenform zur Verfügung, es sei gewünscht

1. eine rechteckige Kurvenform. Man verwendet eine Wechselspannung, die groß gegen die Mindestspannung ist. Dann ergibt sich

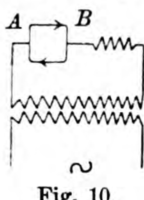


Fig. 10.

in der Schaltung der Fig. 10 zwischen A und B die Spannung der Fig. 11,

2. eine ganz schmale Spannungsspitze. Dieselbe Schaltung wie Fig. 10 aber der Scheitelwert der Wechselspannung nur eben größer

als die Mindestspannung und Verwendung der Stromkurve. Ist die Stromkurve noch nicht schmal genug, so wird das Verfahren unter Zwischenschaltung eines Transformators wiederholt. 3. Schaltet man die

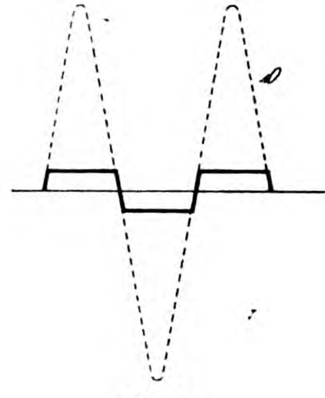


Fig. 11.

sinusförmige Wechselspannung auf eine Wicklung der Primärspule eines Transformators, den Strom der Fig. 12 auf eine zweite Wicklung der Primärspule, so erhält man bei entgegengesetzter Stromrichtung die Form

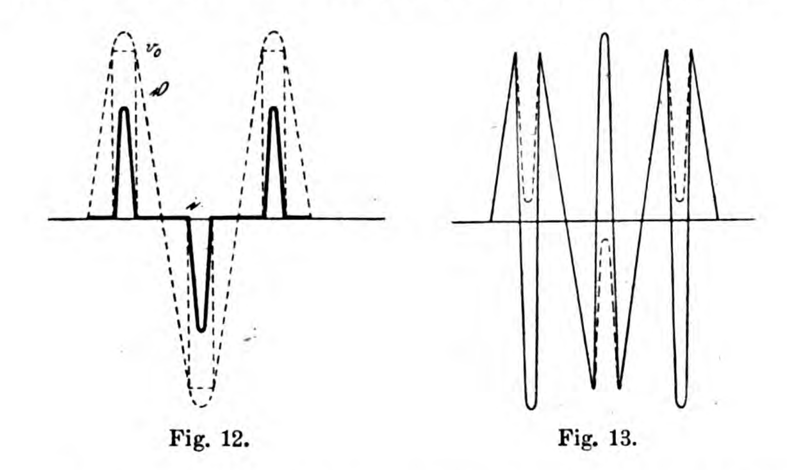


Fig. 12. Fig. 13.

der Fig. 13, je nach der Stärke, mit der man den zweiten Strom induzieren läßt. Durch Kombination von 1 und 2 ergeben sich ähnliche, aber eckige Kurven. Zieht man die unter IV. angegebenen, von Jaeger

abgeleiteten Kurven zur Kombination heran, so ist es in der Tat möglich, fast jede beliebige gewünschte Kurvenform herzustellen.

VII. Einteilung der Ventile.

Die Einteilung der Ventile in die beiden großen Hauptgruppen der echten oder selbständigen Ventile und der unselbständigen oder Ventile mit Hilfsspannung ist bereits besprochen. Wir wenden uns der weiteren Einteilung der echten Ventile zu. Da der elektrische Strom ein Elektrizitätstransport durch Elektronen oder Ionen ist, läßt sich das echte Ventil auch als Vorrichtung definieren, die den Elektronen oder Ionen in der einen Richtung ein anderes Hindernis bietet, als in der anderen. Das ist in einem homogenen Körper nicht denkbar. Also ist das Charakteristikum eines echten Ventiles die Grenze zwischen zwei verschiedenen Körpern, in denen sich die Elektronen oder Ionen in verschiedener Weise bewegen. Es sind soviel Gruppen von Ventilen denkbar, wie es Arten von Grenzen gibt. Daraus ergibt sich ohne weiteres die Einteilung der echten Ventile nach den Grenzen, auf denen sie beruhen. Diese Grenzen sind:

1. Metall—Metall.
2. Gas—Gas.
3. Elektrolyt—Elektrolyt.
4. Metall—Gas (oder „Vakuum“).
5. Metall—Elektrolyt.
6. Gas—Elektrolyt.

Hierzu kommt noch als

7. Ventile, deren Wirkungsweise noch nicht sicher erklärt ist.

VIII. Die Grenze Metall—Metall. Ventile durch Thermokräfte.

Unmittelbar läßt sich die Grenze Metall—Metall, deren Charakteristik zweifellos von der Stromrichtung abhängt, nicht zur Herstellung eines Ventiles verwenden, weil es unmöglich ist, einen Stromkreis aus Metallen herzustellen, in dem sich nicht die verschiedenen Grenzkräfte aufheben. Dagegen gelangt man zu einer Verwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom auf dem Umwege über die Wärme. Bringt man zwei Berührungsstellen eines Metalles mit einem zweiten Metall auf verschiedene Temperaturen, so entsteht eine Thermospannung zwischen den Berührungsstellen; läßt man die verschiedenen Temperaturen durch den gleichzurichtenden Wechselstrom erzeugen, indem man der einen Berührungsstelle einen großen Querschnitt gibt, so daß sie kalt bleibt,



der anderen einen sehr geringen, sodaß sie sich erhitzt, so erzeugt der Wechselstrom einen Thermogleichstrom. Doch darf hier von einer eigentlichen Gleichrichtung des Wechselstromes und von einem Ventile nicht gesprochen werden, denn es besteht weder irgendeine Beziehung zwischen der Kurvenform des Gleichstromes und des Wechselstromes, noch ein Unterschied zwischen Fluß- und Sperrichtung. Der Wechselstrom bleibt symmetrisch und lagert sich über den Thermostrom. Erst durch Verwendung von Kapazitäten und Induktivitäten oder durch Kombination mehrerer Ventile lassen sich die beiden Ströme trennen.

Die Erscheinung ist zur Messung geringer Wechselströme durch Verwandlung in Gleichstrom in einem von Schering konstruierten Vielfachthermoelement verwandt worden. In dem Apparate werden die Thermoelemente so in die vier Zweige einer Wheatstoneschen Brücke geschaltet, daß eine abgeglichene symmetrische Brücke entsteht. Zwei gegenüberliegenden Ecken der Brücke wird der Wechselstrom zugeführt, an den beiden anderen Ecken der Gleichstrom abgenommen. Zur Erhöhung der Wirkung wird das ganze in ein Vakuumgefäß eingeschlossen. Mit drei Thermoelementen in jedem Brückenzweig, die aus 15 μ dicken, 12 mm langen Drähten bestehen, erhält man bei einem Wechselstrom von 5 Mill.-Amp. eine Thermokraft von 16 Mill.-Volt, die in einem geeigneten Zeigergalvanometer einen Ausschlag über die ganze Skala erzeugt. Der Widerstand der Anordnung beträgt 100 Ohm. Die Schaltung ist aber nur brauchbar, wenn Materialien ohne Temperaturkoeffizienten, wie Konstantan oder Manganin verwandt werden.

IX. Die Grenze Metall—Gas. Gasentladungs-Ventile.

Die Grenzen Gas—Gas und Elektrolyt—Elektrolyt sind aus leicht ersichtlichen Gründen nicht zur Konstruktion von Ventilen benutzt worden. Um so wichtiger ist die Grenze Metall—Gas. Alle technisch zum Gleichrichten größerer Ströme verwandten Ventile beruhen auf ihr. Um Elektronen elektrolytisch aus einem kalten Metall in den umgebenden Gasraum zu befördern, sind außerordentlich hohe Spannungen erforderlich. Die zum unmittelbaren Abspalten von Elektronen nötigen Spannungsgefälle sind noch nicht sicher bekannt. Aber auch die Spannungsgefälle, die nötig sind, um die Elektronen indirekt, durch den sogenannten Ionenstoß aus dem Metall zu befreien, sind sehr beträchtlich. Damit Ionenstoß eintreten kann, muß auf der freien Weglänge des positiven Ions mindestens dessen volle Ionisierungsspannung gegen das Kathodenmetall, der „normale Kathodenfall" vorhanden sein. Es schwankt von Metall zu Metall und beträgt im all-

gemeinen etwa 300 Volt. Diese Spannung von 300 Volt muß also auf die freie Weglänge des positiven Ions entfallen, wenn eine Entladung zustande kommen soll.

Da die freien Weglängen der positiven Ionen bei gewöhnlichem Druck sehr klein sind, so sind sehr hohe Spannungen erforderlich, um mäßige Elektrodenabstände durch den Strom zu überbrücken. Sind z. B. die beiden Elektroden Kugeln von 1 cm Radius, die sich in einer Entfernung von 1 cm gegenüberstehen, so sind 31 200 Volt erforderlich, um die Entladung einzuleiten. Je geringer der Gasdruck wird, um so größer werden die freien Weglängen und um so geringer die zur Überbrückung einer gegebenen Entfernung nötige Spannung.

Der normale Kathodenfall kann sich nur ausbilden, solange noch nicht die ganze Fläche der Kathode vom austretenden Strome beansprucht ist und sich über ihr innerhalb der freien Weglänge des positiven Ions kein Hindernis befindet.

a) Ventilwirkung durch anormalen Kathodenfall. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so entsteht der anormale Kathodenfall, der noch wesentlich größer ist als der normale. Darauf läßt sich ein Ventil gründen. Die eine Elektrode wird so gestaltet, daß an ihr der normale Kathodenfall vorhanden ist, die andere wird klein gemacht, oder besser noch eng mit der Glaswand umgeben, so daß sich an ihr schon bei sehr geringen Strömen der anormale Kathodenfall ausbildet. Liegt die gleichzurichtende Wechselspannung nur wenig oberhalb der Spannung, die zur Erzielung des normalen Kathodenfalls erforderlich ist, so geht in der Richtung, in der der anormale Kathodenfall auftritt, nur ein sehr geringer Strom durch das Ventil. Aber auch in der Flußrichtung ist der Spannungsverlust im Ventile sehr groß. Deshalb hat dieses Ventil keine große Bedeutung erlangt und wird nur gelegentlich verwendet. Nach der Art der Ausführung unterscheidet man das Spitzenventil, bei dem sich eine Spitze und eine Platte als Elektroden gegenüberstehen, das Trichterröhrenventil, bei dem sich die Glaswand um die eine Elektrode trichterförmig verengt, und das Striktionsventil, bei dem sich zwischen zwei gleichen Elektroden eine trennende Glaswand befindet, die eine nach der einen Elektrode gerichtete trichterförmige Öffnung trägt. In dieser Öffnung bildet sich eine sekundäre Kathode, eine sogenannte Striktionskathode aus, die in der einen Richtung normalen, in der anderen anormalen Kathodenfall zeigt. Die nebenstehenden Figuren 14—16 lassen die 3 Arten dieser Ventile erkennen.

Zu dieser Art von Ventilen gehören auch die neuerdings zum

Gleichrichten sehr hoher Spannungen verwandten Apparate, bei denen sich eine Spitze und eine Platte bei Atmosphärendruck oder erhöhtem Druck gegenüberstehen. Die Gefahr bei diesen Gleichrichtern ist, daß die Funkenentladung in einen Lichtbogen übergeht und das Ventil unwirksam macht. Nach Wolcott und Erickson kann man dieses dadurch vermeiden, daß man einen Luftstrom von der Spitze zur Platte bläst. Der Plattendurchmesser muß so groß gewählt sein, daß Entladungen von der Spitze bis zum Rande der Platte nicht mehr möglich sind. Zu ihren Versuchen benutzten Wolcott und Erickson eine Platte von 10 cm Durchmesser und eine Blasöffnung von 4 mm Durchmesser, während der Anodenstab einen Durchmesser von 1,57 mm hatte. Der Abstand

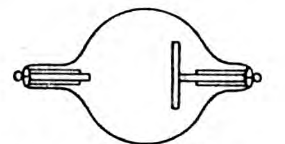


Fig. 14. Spitzenventil.

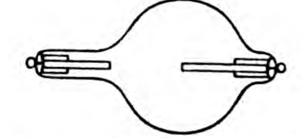


Fig. 15. Trichterröhrenventil.

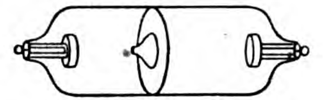


Fig. 16. Striktionsventil.

Öffnung—Spitze betrug 9,5 mm, der Abstand Spitze—Platte 17,6 mm, die Wechselspannung 25000 Volt. Die Oszillogramme ergaben ohne Gebläse reine Wechselstromkurven, mit Gebläse von 5 cm Überdruck eine sehr saubere Gleichrichterwirkung. Der Strom in der Sperrichtung war Null. Mit einem direkt zeigenden Instrument konnten 12,3 Mill.-Amp. Gleichstrom und 14500 Volt Wechselstrom abgelesen werden. Die Stromentnahme ließ sich bis 104 Mill.-Amp. steigern, die Entladung war bei Gleichrichtung weiß und geschichtet und unterschied sich scharf von der farbigen Entladung ohne Gebläse. Bei Gleichrichtung von wenigen Tausend Volt ergaben sich Schwierigkeiten; bei höheren Spannungen dagegen arbeitete der Apparat einwandfrei bis 350000 Volt und 500 Perioden in der Sekunde. Wenn die Spitze innerhalb der Gebläseöffnung war, waren Aluminiumelektroden besser, war sie außerhalb, so ergaben sich mit Eisen oder Messing gute Ergebnisse. Läßt man den Gebläsedruck von Null aus anwachsen, so steigt die Gleichrichtung bis

zu einem Maximum, dessen Lage von der Stellung der Elektroden und dem Durchmesser der Ausströmungsöffnung abhängt. Ferner hat M. S. Cohen eine ähnliche Anordnung angegeben. Er verwendet jedoch statt des Luftgebläses eine ruhende Ammoniakatmosphäre von 7 Atmosphären Überdruck, und erzielt damit einen Wirkungsgrad der Gleichrichtung von 85 Proz. Die stark kühlende Wirkung des Ammoniaks verhindert das Zustandekommen von Lichtbögen.

Endlich ist in neuerer Zeit ein bedeutender Fortschritt bei den auf dem anormalen Kathodenfall beruhenden, also Elektroden stark verschiedener Größe verwendenden Ventilen, dadurch erzielt worden, daß als Gasfüllung Argon und als große Elektrode ein sehr elektropositives Material wie Kalium verwandt wurde.

Über diese neuen Glimmlicht-Gleichrichter und die ihnen verwandten Edelgas- und Wehnelt-Gleichrichter ist vor kurzem eine ausführliche Veröffentlichung von W. Germershausen erschienen, der ich im wesentlichen folge.

In Argon beträgt der Kathodenfall etwa 80 Volt, der Anodenfall nur 12 Volt. Man bekommt also in der durchlässigen Richtung einen im Vergleich zu den früher beschriebenen Ventilröhren sehr geringen Spannungsabfall. Derartige, auf dem anormalen Kathodenfall beruhende Gleichrichter werden von der Firma Julius Pintsch A.-G. sowohl mit Eisenkathode als auch mit Kaliumkathode fabrikatorisch hergestellt. Diese Glimmlicht-Gleichrichter haben die Gestalt von Glühlampen. Die Kathode ist als großer Zylinder ausgebildet, in dessen Achse die dünne, drahtförmige Anode verläuft. Bei diesen Röhren ist es gelungen, den gesamten Spannungsabfall in der Flußrichtung auf 80 Volt herabzudrücken. Man kann sie also direkt an ein Starkstromnetz von 110 oder 220 Volt anschließen. Man verwendet sie zur Dauerladung kleiner Akkumulatorenbatterien mit geringen Stromstärken bis etwa 150 Mill.-Amp. Der Wirkungsgrad ist natürlich bei einer Betriebsspannung von 110 Volt und einem Spannungsverlust von 80 Volt im Gleichrichter nur gering, aber darauf kommt es bei der Ladung sehr kleiner Akkumulatorenbatterien nicht so sehr an. Die Bequemlichkeit der Ladung und die Vermeidung unnötiger Transporte ist hier ausschlaggebend.

Wichtiger als diese Ventile, bei denen der normale Kathodenfall in der Flußrichtung herrscht, sind die, welche den normalen Kathodenfall für die Sperrichtung benutzen. Liegt die gleichzurichtende Wechselspannung unterhalb der Spannung, die zur Erzielung des normalen Kathodenfalles erforderlich ist, so können keine Elektronen die kalte Metallelektrode verlassen. Der Strom in der Sperrichtung ist Null.

Andererseits können die Elektronen ohne weiteres aus dem Gasraum in das Metall hineinströmen. Der Spannungsverlust in der Flußrichtung ist gering. Die Grenze kaltes Metall—Gas ist unterhalb des normalen Kathodenfalles ein sehr vollkommenes Ventil. Es handelt sich nur noch darum, die in der Flußrichtung auf die kalte Metallelektrode aus dem Gasraum strömenden Elektronen oder Ionen mit Hilfe einer zweiten Elektrode unter möglichst geringen Verlusten in den Gasraum hineinzubringen. Nach den hierzu benutzten Verfahren werden die Ventile dieser Gruppe benannt und eingeteilt.

Bei den lichtelektrischen Ventilen werden die Elektronen aus geeigneten Metallen durch Lichtstrahlen herausgeschleudert.

Bei den glühelektrischen Ventilen strahlen Elektroden aus geeignetem Materiale, die auf Weißglut erhitzt sind, Elektronen aus.

Bei den Lichtbogenventilen wird die Temperatur des Lichtbogens der Elektronenemission dienstbar gemacht.

Die lichtelektrischen Ventile. Den lichtelektrischen Effekt, das ist die freiwillige Ausstrahlung von Elektronen unter der Einwirkung von Lichtstrahlen, zeigen die Metalle um so stärker, je elektropositiver sie sind. Die Elektronen, die bei den stark elektropositiven Metallen nur lose mit den Atomen verbunden sind, geraten durch den Einfluß des Lichtes in Resonanzschwingungen, die so stark werden, daß die Elektronen aus ihrem Atome und wenn dieses an der Oberfläche liegt, aus dem Metall herausfliegen.

Nach diesem Prinzip haben Elster und Geitel besonders empfindliche photoelektrische Zellen hergestellt. Die innere Glaswand eines mit stark verdünntem Wasserstoff gefüllten Gefäßes wird mit einer Kaliumschicht überzogen und dann ein Glimmstrom hergestellt, so daß die Kaliumschicht mit einem farbigen, hochempfindlichen Überzug bedeckt wird. Nach der Herstellung des Überzuges wird der Wasserstoff aus dem Gefäß entfernt und statt dessen sehr verdünntes Helium oder Argon eingeleitet, da der Überzug in der Wasserstoffatmosphäre seine Empfindlichkeit mit der Zeit verliert. Bei diesen Zellen ist nicht nur keine äußere Spannung erforderlich, um die Elektronen dem Metall zu entziehen, sondern die Elektronen erzeugen bei ihrem Austritt sogar selbst eine Spannung bis zu 4 Volt.

Stellt man also einer solchen lichtempfindlichen Kaliumelektrode als zweite Elektrode ein Drahtnetz gegenüber, durch das das Licht hindurchströmen kann, so hat man ein recht vollkommenes Ventil, das als einzige Hilfskraft Licht braucht. Leider ist es nur für sehr geringe Ströme verwendbar, denn der Strom in der Flußrichtung kann unter

keinen Umständen stärker werden, als der Menge der lichtelektrisch ausgestrahlten Elektronen entspricht. Deshalb ist auch dieses Ventil für die Starkstromtechnik nicht verwendbar.

Die glühelektrischen Ventile. Wehneltrohr, Vakuumventil, Flammenventil. Eine wesentlich stärkere Strombelastung vertragen die glühelektrischen Ventile. Das wichtigste von ihnen ist das nach seinem Erfinder genannte Wehneltventilrohr. Bei ihm diente früher als elektronenstrahlende Elektrode ein dünnes Platinblech, das mit den Oxyden der Erdalkalien bestrichen und auf etwa 1400 ^{0} C erhitzt wurde. Bei dieser Temperatur geben die erwähnten Oxyde schon bei ganz geringem Spannungsgefälle große Mengen von Elektronen ab. Die Erhitzung des Platinbleches erfolgte durch einen besonderen Hilfsstromkreis, der durch eine Akkumulatorenbatterie oder einen kleinen Transformator gespeist wurde. Die Anode des Ventilrohres, also das eigentliche Ventil, ist ein Stahlstab. Das Gefäß muß so weit wie möglich evakuiert sein, um den Elektronen einen hindernisfreien Weg zur Anode zu bieten. Sollen beide Stromrichtungen des Wechselstromes ausgenutzt werden, so kombiniert man zwei Ventile, indem man zwei Anoden mit einer gemeinsamen Kathode in einem Gefäß vereinigt.

Während des Krieges sind die Wehneltventilrohre sehr vervollkommnet worden. Auch bei ihnen ist die Argonfüllung eingeführt worden, womit man eine wesentliche Verringerung der Verluste im Gleichrichter erzielte. Dafür mußte man andere Schwierigkeiten in Kauf nehmen und überwinden. Der durch die Anwesenheit des Argons verursachte Ionenstoß führt nämlich zu einer besonderen Erhitzung der Kathode, die eine schnelle Verdampfung oder besser Zerstäubung der aktiven Schicht der Kathode zur Folge hat, und damit die Kathode schnell unwirksam macht. Es galt also, eine Kathode zu konstruieren, die diese Mängel nicht zeigt. Das ist der Akkumulatorenfabrik A.-G. in Berlin gelungen. Fig. 17 gibt die Kathode wieder. Auf einem schneckenförmig aufgewundenen Leiter aus einem edlen, hochschmelzenden Metall, das mit einer aktiven Schicht überzogen ist, ruht ein massiver Stift aus demselben aktiven Material. Die Kathode wird durch den Hilfsstrom auf Gelbglut erhitzt, so daß sie kräftig Elektronen emittiert und den Strom im Gleichrichter einleitet. Wird nun die Stromstärke gesteigert, so setzt alsbald die Entladung lichtbogenartig an dem Oxydvorrat ein und bringt diesen zur Verdampfung und zur Sublimation zum kälteren Metall der Kathode. Es wird dadurch also die von diesem Metall verdampfende Oxydschicht dauernd ersetzt und die Kathode aktiv erhalten. Der auf der Kathode lose aufsitzende

Oxydvorrat sorgt für dauernde Nachlieferung der verbrauchten Gase. Für kleinere Stromstärken wird die einfachere Konstruktion der Fig. 18 verwandt. Das bandförmige Kathodenmetall ist hier um den Oxydstab herumgewickelt. Eine solche Kathode soll bei einer Heizenergie von 15 Watt 1200 Ampèrestunden liefern. Fig. 19 gibt die Spannungskurven einer technischen Wehneltröhre wieder.

Der Kathodenfall beträgt bei ihr nur etwa 3 Volt und der Anodenfall 12 Volt, der Spannungsverlust in der Gasstrecke 2 Volt, so daß der gesamte Spannungsabfall 17 Volt beträgt, also nur wenig größer ist als der Spannungsabfall im Quecksilberdampf-Gleichrichter. Die unteren Kurven der Fig. 21 zeigen, daß der Kathodenfall bei kleinen Be-

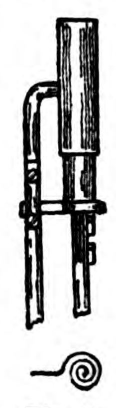


Fig. 17.



Fig. 18.

lastungen negativ ist, weil die Elektronen infolge der Erhitzung der Kathode durch die Heizung spontan ausgestrahlt werden und sie mit beträchtlicher Geschwindigkeit verlassen. In diesem Stadium verdampft die aktive Masse noch nicht.

Der Gesamtspannungsabfall ist bis zu beliebig hohen Stromstärken praktisch von der Belastung unabhängig, während er beim Quecksilberdampf-Gleichrichter von einer bestimmten Stromdichte an mit der Belastung stark ansteigt, weil dann die Erhitzung des Gefäßes so groß wird, daß der Dampfdruck des Quecksilbers merkliche Beträge erreicht. Ein weiterer Vorteil des Wehneltgleichrichters gegenüber dem Quecksilberdampf-Gleichrichter besteht darin, daß er zur Zündung nicht gekippt zu werden braucht, sondern ohne weiteres beim Einschalten zündet. Er ist auch nicht an eine Mindeststromstärke gebunden und arbeitet bei Stromstärken von einigen Mill.-Amp. ebensogut wie bei

der normalen Belastung. Er ist also der gegebene Gleichrichter für kleine Ströme. Die für die Heizung der Glühkathode erforderliche Energie beträgt für einen 10 Ampère-Gleichrichter nur 30 Watt und für einen 30 Ampère-Gleichrichter 50 Watt, doch haben diese Verluste in Verbindung mit der etwas höheren Mindestspannung einen etwas geringeren Wirkungsgrad als der Quecksilberdampf-Gleichrichter zur

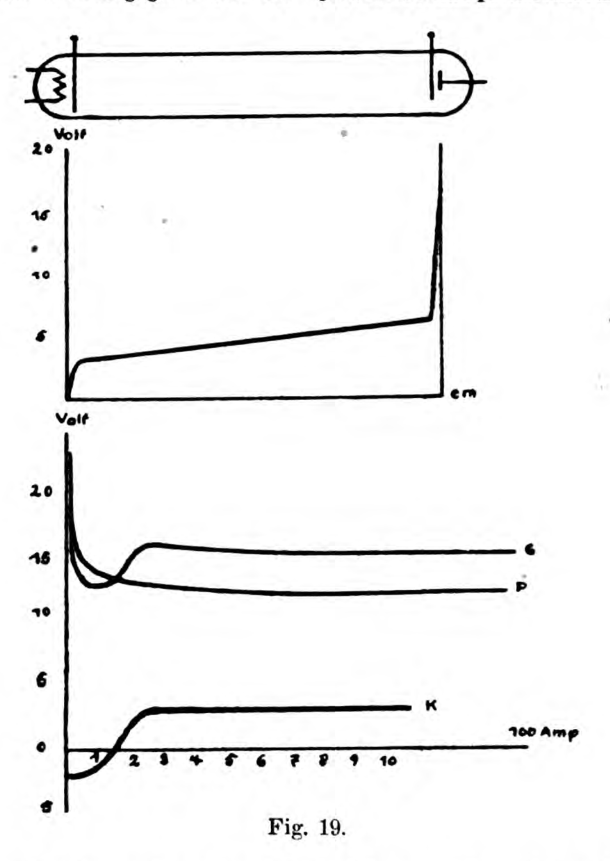


Fig. 19.

Folge. Für Verwendung in der drahtlosen Telegraphie erhält der Gleichrichter längere Arme und ist dann imstande, Gleichspannungen bis zu 5000 Volt bei 1 Ampère Stromstärke zu liefern.

In Amerika wird ein dem Wehneltgleichrichter ähnlicher Gleichrichter mit Argonfüllung und Wolframkathode, der Tungar-Gleichrichter, auf den Markt gebracht. Während der Wehneltgleichrichter in einer Argonatmosphäre von etwa 1 mm Druck arbeitet, ist es bei Verwendung

einer Wolframkathode erforderlich, den Druck auf etliche Zentimeter zu steigern, da sonst das Wolfram rasch zerstäubt. Der Tungar-Gleichrichter wird in der Regel nur für einphasigen Betrieb hergestellt und erhält zwei Wolframglühkathoden, von denen die eine zunächst als Anode dient und erst nach dem Durchbrennen der ersten Kathode zum Glühen gebracht und als Kathode verwandt wird. Die Anodenspannung derartiger Gleichrichter ist 30 Volt, ihr Wirkungsgrad also verhältnismäßig gering. Neuerdings verwendet man als Kathode eine Wolframkugel, die man an einer einzigen, die Wärme schlecht leitenden Stromzuführung anbringt. Ihre Heizung erfolgt durch Ionenstoß, infolgedessen muß die Zündung dieser Gleichrichter durch besondere Hilfsmittel eingeleitet werden.

Eine Abart der Wehneltventilrohre sind die zuerst von Fleming beschriebenen und Vakuumventile benannten Apparate. Sie bestehen aus einer elektrischen Kohleglühlampe mit zwei voneinander isolierten Kohlefäden, deren einer ebenso wie die Wehneltkathode durch einen Hilfsstromkreis geglüht wird, während der andere kalt bleibt. Die Erscheinungen sind qualitativ ganz dieselben wie beim Wehneltventilrohr.

Später wurden diese Ventile wesentlich durch Verwendung von Wolfram statt Kohle verbessert. Sie sind die Vorläufer der jetzt in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie von Erfolg zu Erfolg führenden Elektronenröhren mit Gitterkathode. Doch werden diese in der Regel als unselbständige Ventile mit Hilfsspannung benutzt.

Die für die glühelektrischen Erscheinungen erforderliche Temperatur läßt sich auch durch Erhitzen der Kathode in der Flamme, insbesondere im Bunsenbrenner erzielen (Flammenventile). Die störende geringe Leitfähigkeit der Bunsenflamme läßt sich durch Einführung von Salzdämpfen z. B. von KBr leicht auf das Hundertfache verstärken. Träger des Stromes ist in der Flamme vorwiegend das negative Ion oder das Elektron, dessen Beweglichkeit zwanzigmal so groß ist, wie die des positiven Ions. Die Anode muß so angeordnet sein, daß sie von den Salzdämpfen nicht umspült wird, da sie sonst in der Sperrichtung als Kathode mit Hilfe der von den Salzdämpfen gelieferten negativen Teilchen Strom liefern würde, und außerdem muß sie so dimensioniert sein, daß sie durch die Flamme nicht auf Glühtemperatur erhitzt werden kann. Ordnet man sie außerhalb der Flamme an, so wird der Widerstand zwischen ihr und der Flamme sehr groß.

Die praktische Bedeutung der Flammenventile ist viel geringer als die des Wehnelt- und des Vakuumventils.

Alle glühelektrischen Ventile lassen sich bis zu den höchsten Frequenzen hinauf zum Gleichrichten benutzen, da sie Elektronenventile sind und die träge Masse der Elektronen äußerst gering ist. Oder, weil elektrische Schwingungen nur durch Elektronenbewegungen hervorgerufen werden können, so müssen die Elektronen andererseits auch zur Umformung solcher Schwingungen fähig sein. In der Hochfrequenztechnik verwendet man die Ventile nun fast ausschließlich zum Gleichrichten von Meßströmen, weil es für Gleichströme viel empfindlichere und bequemere Meßapparate gibt als für Wechselströme. Für Meßzwecke, ganz besonders wenn Nullmethoden in Frage kommen, ist es unerläßlich, daß zugleich mit dem Meßstrome auch die Spannung, die er verbraucht, Null wird. Das ist aber, wie erwähnt, bei den glühelektrischen Ventilen nicht der Fall. Bis zu sehr geringen Stromstärken hinunter beträgt der Spannungsverlust konstant 18 bis 20 Volt. Man kann jedoch diesen Übelstand stark verringern, wenn man mit dem Ventile eine Hilfsbatterie von fast 18 Volt in Serie schaltet. Dann ist die Batterie allein auch in der Flußrichtung nicht imstande, einen merklichen Strom durch das Ventil zu schicken, aber schon eine geringe Spannungserhöhung durch den gleichzurichtenden Meßstrom genügt, um einen kräftigen Gleichstrom zustande kommen zu lassen. Von Proportionalität zwischen Meßstrom und Gleichstrom ist allerdings in keinem Falle die Rede. Aber die Benutzung der glühelektrischen Ventile zur Messung der Größe des gleichzurichtenden Stromes nach der Ausschlagmethode ist schon deshalb nicht ausführbar, weil die Leitfähigkeit und der Spannungsverlust in den Ventilen viel zu sehr von dem kaum kontrollierbaren Glühzustande der Kathode abhängig ist.

L i c h t b o g e n v e n t i l e, Q u e c k s i l b e r g l e i c h r i c h t e r. Das dritte Verfahren, die Elektronen in den Gasraum zu überführen, nämlich die Erhitzung der Kathode durch einen Lichtbogen, ist das wirksamste. Bei der Temperatur des Lichtbogens liefert die Kathode beliebige Mengen von Elektronen bei einem Spannungsverluste, der je nach dem Material der Kathode zwischen 5 und 10 Volt schwankt. Der Lichtbogen selbst erscheint allerdings auf den ersten Blick keiner Ventilwirkung fähig, weil ja die Anode des Lichtbogens mindestens ebenso heiß wird, wie die Kathode und eine aus dem Bogen herausgerückte Hilfsanode zwar kalt bleiben, aber auch einen sehr hohen Widerstand zur Folge haben würde. Trotzdem wirkt ein Lichtbogen, der aus einer Metall- und einer Kohleelektrode besteht, als Ventil, sobald er über 4 mm lang ist. Der Grund ist der, daß sich zwar die Metallelektrode

auch auf der Lichtbogentemperatur befindet, solange sie Anode ist, daß sie aber beim Aufhören des anodischen Stromstoßes die Temperatur durch Strahlung und Wärmeleitung mit außerordentlicher Geschwindigkeit verliert. Da der Strom im Lichtbogen aufhört, sobald die Spannung unter die Mindestspannung des Lichtbogens (10 bis 40 Volt) sinkt und erst wieder beginnen kann, wenn die Spannung diesen Betrag wieder erreicht hat, so entsteht bei jedem Stromwechsel eine kleine Pause. Und diese genügt, um die Metallanode soweit abzukühlen, daß sich kein Lichtbogen wieder bilden kann, wenn das Metall Kathode wird. Eingehende Versuche hierüber haben ergeben, daß der Lichtbogen nach einer Stromunterbrechung von $^1/_{10000}$ Sekunde sich schon nicht wieder bilden kann, wenn die Kathode ein Metall ist. Die Kohle dagegen behält infolge ihrer sehr geringen Wärmeleitfähigkeit und vielleicht auch infolge lebhafter Verbrennungsprozesse, die zur Wiederbildung des Lichtbogens erforderliche Temperatur über eine halbe Periode des Wechselstromes, falls deren Dauer nicht $^1/_{20}$ Sekunde überschreitet. Außerdem kommt vielleicht noch hinzu, daß die Kohle bei der Abkühlung die Fähigkeit der Elektronenemission nicht so schnell verliert wie die Metalle.

Bei einer Lichtbogenlänge von weniger als 4 mm wird die Abkühlung der Metallelektrode durch die Bestrahlung von der nahen Kohleelektrode her so weit verzögert, daß auch in der Sperrichtung noch ein Lichtbogen zustande kommt.

Auch bei diesem Ventile verbieten zunächst zahlreiche Mängel die technische Verwendung. Insbesondere ist der Spannungsverlust in der Flußrichtung viel zu hoch und der starke Abbrand der Elektroden verlangt, abgesehen von den Kosten des Materials, dauernde Überwachung und Wartung des Apparates. Und doch gelang es dem Amerikaner Cooper-Hewitt, ein Lichtbogenventil zu konstruieren, das allen Forderungen der Technik genügt und als einziges aller Ventile im großen Maße zum Gleichrichten verwendet wird, und zwar mit Hilfe einer Anordnung, die das Lichtbogenventil zunächst auf den Kopf zu stellen scheint. Cooper-Hewitt verwandte nämlich als Anode Kohle und als Kathode Metall und zwar Quecksilber. Er gab also einerseits den Vorteil auf, daß die Kathode die Lichtbogentemperatur über eine halbe Periode behält, und mußte andererseits Vorkehrungen treffen, die das Erhitzen der Kohleanode auf Lichtbogentemperatur verhinderten. Das erreichte er, indem er die Elektroden in ein Glasgefäß einschloß, aus dem die Fremdgase mit äußerster Sorgfalt entfernt waren, so daß es nur von der Quecksilberkathode her Quecksilberdampf

in großer Verdünnung enthielt. Durch diese Anordnung gewann er mehrere sehr wesentliche Vorteile.

Zunächst tritt der Strom eines Vakuumlichtbogens gleichmäßig verteilt in die ganze Anodenoberfläche ein, und erhitzt sie infolgedessen bei genügend großer Anode nur wenig. Zweitens besitzt ionisierter Quecksilberdampf eine hervorragende Leitfähigkeit, so daß man die Anode ziemlich weit von der Kathode entfernen und sie vor ihrer Strahlung schützen kann, ohne einen wesentlichen Spannungsverlust in der Gasstrecke zu bekommen. Endlich rinnt das Quecksilber, das infolge der hohen Temperatur der Kathode verdampft ist, nach seiner Kondensation an den Glaswänden einer Kühlkammer von selbst wieder zur Kathode zurück. Die Lebensdauer der Kathode ist also unbeschränkt, und das Ventil bedarf keinerlei besonderen Wartung. Endlich läßt sich sogar sein einziger Mangel, daß es nicht selbsttätig ist, in vielen Fällen überwinden. An sich erfolgt das Erlöschen des Quecksilbervakuumlichtbogens noch leichter als das eines gewöhnlichen Lichtbogens. Da nämlich die zur Elektronenemission an der Kathode erforderliche Temperatur weit über dem Siedepunkt des Quecksilbers liegt, bewirkt sie eine äußerst turbulente Verdampfung. Die Folge davon ist, daß die Stelle, von der der Strom an der Kathode ausgeht, und an der allein die hohe Temperatur herrscht, der sogenannte Kathodenfleck von etwa 1 qmm Größe, wild auf dem Quecksilber umhertanzt. Dadurch wird die Abkühlung dieses Fleckes durch Wärmeleitung und die Neigung des Lichtbogens, zu erlöschen, so sehr verstärkt, daß es nicht möglich ist, ihn unterhalb von 2 Ampère aufrecht zu erhalten.

Eine kleine Verbesserung läßt sich dadurch erzielen, daß man eine bis nahe an die Oberfläche ragende Platinspitze im Quecksilber anbringt. Dann setzt sich der Lichtbogen an dieser Stelle fest und bleibt bis etwa 1 Ampère bestehen. Doch ist die Lebensdauer der Platinspitze beschränkt.

Um also einen Quecksilberdampfgleichrichter selbsttätig zu machen, darf man den Strom an der Kathode, das ist den gleichgerichteten Strom, nie unter 2 Ampère sinken lassen. Nun verwendet man zur technischen Gleichrichtung von Wechselströmen ausschließlich die Transformatorschaltung, indem man bei Einphasenstrom zwei, bei Drehstrom drei Anoden mit gemeinsamer Kathode zu einem Apparat kombiniert. Die Fig. 20 und 21 enthalten schematisch die entstehenden Kurvenformen des Gleichstromes. Da zeigt sich, daß bei Drehstrom die Bedingung, daß der Strom an der Kathode nie unter zwei Ampère sinken

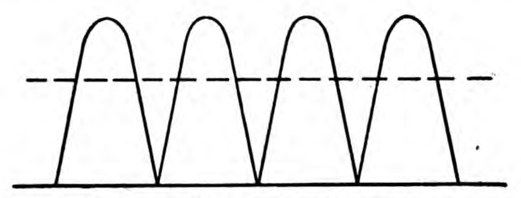


Fig. 20. Gleichrichtung von Einphasenstrom.

darf, bei genügender Stromstärke ohne weiteres erfüllt ist. Ein einmal in Betrieb gesetzter Drehstromgleichrichter ist ohne weiteres selbsttätig. Ein Einphasengleichrichter dagegen nicht, da bei ihm der Strom in jeder Periode zweimal auf den Wert Null sinkt. Doch lehrt ein

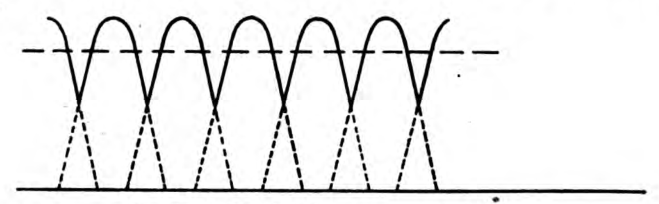


Fig. 21. Gleichrichtung von Drehstrom.

Blick auf Fig. 22, daß sich dem leicht abhelfen läßt, wenn eine Drosselspule in den Gleichstromkreis geschaltet wird. Durch dieses einfache Mittel läßt sich also auch der Einphasengleichrichter selbsttätig machen.

Die Inbetriebsetzung der Quecksilberdampfgleichrichter oder die Herstellung der Lichtbogentemperatur an der Kathode erfolgt durch

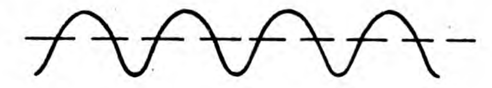


Fig. 22. Kurve der Fig. 20 nach Einschaltung einer Drosselspule.

einen Öffnungsfunken. Neben der Quecksilberkathode wird eine Hilfskathode aus Quecksilber angeordnet, die mit einer der Anoden durch einen so bemessenen Widerstand verbunden ist, daß höchstens 1 Ampère zustande kommen kann. Durch Kippen des Gleichrichtergefäßes bringt man das Quecksilber der Kathode mit der Quecksilberelektrode in Berührung und unterbricht den entstandenen Strom durch Trennung der

beiden Kuppen wieder. Ist die Kathode des entstehenden Öffnungsfunkens zugleich Kathode des Gleichrichters, und die Spannung zwischen Anode und Kathode des Gleichrichters im Augenblick der Öffnung größer als die Mindestspannung, so zündet der Gleichrichter. Infolgedessen muß das Kippen meistens öfter wiederholt werden, ehe diese Bedingungen in Erfüllung gehen. Arbeitet der Gleichrichter auf eine elektromotorische Gegenkraft wie bei Akkumulatorenladung, so ist die Zeit, während der die Spannung zwischen Anode und Kathode des Gleichrichters größer als die Mindestspannung ist, so kurz, daß ein Zünden unwahrscheinlich wird. Man zündet deshalb den Gleichrichter in diesem Falle über einen Ohmschen Widerstand und schaltet erst nach erfolgter Zündung auf die Batterie um.

Der Spannungsverlust im Gleichrichter verteilt sich zu etwa gleichen Teilen von je 5 Volt auf den Kathodenfall, den Anodenfall und den Verlust in der Gasstrecke. Die beiden ersten sind von der Stromstärke fast ganz unabhängig, der letzte nimmt mit steigender Stromstärke ein wenig ab, so daß der Gleichrichter im ganzen eine etwas fallende Charakteristik besitzt und 15 bis 18 Volt verzehrt, wenn er mäßige Spannungen gleichrichten soll. Zum Gleichrichten von Hochspannung müssen die Seitenarme verlängert werden, so daß dann etwa 20 Volt verbraucht werden.

Die strenge Erfüllung der Bedingung des Metall—Gas-Ventils, daß es kalt sein soll, würde beim Quecksilbergleichrichter zu unbequem großen Anoden führen. Man gibt ihnen deshalb im allgemeinen solche Abmessungen, daß sie bei voller Belastung dunkelrotglühend werden. Auch bei dieser Temperatur ist der in der Sperrichtung fließende Strom noch sehr gering.

Der Wirkungsgrad des Gleichrichters ergibt sich aus dem Spannungsverlust von etwa 15 Volt in der Flußrichtung. Er beträgt also bei einer mittleren gleichgerichteten Spannung von

15 Volt . . . . . 50 Proz.
150 „ . . . . . 90 „
1500 „ . . . . . 99 „

Eine obere Grenze für die Spannung existiert nicht, wohl aber eine untere für den Strom. Sobald der Strom auf etwa 2 Ampère sinkt, muß der Gleichrichter erlöschen. Bei Batterieladung kann man diese Eigenschaft zum automatischen Unterbrechen des Gleichrichters beim Ende der Ladung benutzen.

Die Lebensdauer der Gleichrichtertype für 10 Ampère Gleichstrom ist sehr groß. In der Reichsanstalt sind Gleichrichter seit 13000 Stunden

im Betriebe. Die Lebensdauer der größeren Typen ist wesentlich geringer.

Nach der Ausführungsform teilt man die Quecksilbergleichrichter in Gleichrichter mit Glasgefäß und Gleichrichter mit Eisengehäuse ein. Beide Systeme sind in den letzten Jahren sehr vervollkommnet worden. Wegen der großen Schwierigkeit, bei isolierter Einführung starker Ströme vollkommen luftdichte Gefäße aus Metall herzustellen, begann die Fabrikation der Gleichrichter mit Glasgefäßen und kleinen Strömen von 5—10 Ampère.

Doch wurden bald große Fortschritte erzielt und schon vor dem Kriege war die A. E. G. bei Gleichrichtern für 100 Ampère angelangt. Doch befanden sich diese Gleichrichter damals noch durchaus im Versuchsstadium. Selbst bei Gleichrichtern für 30 Ampère war die Lebensdauer gering.

Während des Krieges haben vor allem zwei Fortschritte die Glasgleichrichter außerordentlich verbessert, nämlich die Einführung der künstlichen Kühlung und neue Verfahren des Einschmelzens der Stromzuführungen.

Die künstliche Kühlung wird durch einen Ventilator bewirkt, der unter dem Gleichrichtergefäß angeordnet ist und zugleich mit ihm eingeschaltet wird. Er ermöglicht die Belastung des Gleichrichters mit der dreifachen Stromstärke.

Der zweite wichtige Fortschritt, die luftdichte Einführung großer Stromstärken, wurde auf zwei verschiedenen Wegen erzielt. Erstens fand man, daß sich Molybdän bis zu Drahtdicken von 5 mm sehr gut in ein Borosilikatglas einschmelzen läßt. Solche Molybdändrähte lassen sich mit Strömen bis 200 Ampère belasten. Lästig ist dabei jedoch die große Sprödigkeit des Molybdäns, die seine Bearbeitung erschwert.

Das zweite viel elegantere Verfahren ist von der Gleichrichter G. m. b. H. ausgearbeitet worden und durch Fig. 23 verdeutlicht. Es besteht darin, daß an die beiden Seiten des Bodens der dünnen Platinkappe *fb* die von außen und von der Kathode kommenden beiden Stromzuführungen *g* und *c* angeschweißt werden, während an den dünnen Rand der Kappe das Glasgefäß ringsum angeschmolzen wird. Durch die aufgesetzte Haube *k* wird die Einschmelzstelle mechanisch entlastet. Die Abdichtung wird hier also zum Teil von den Wandungen der Platinkappe bewirkt. Die kritische Dichtungsstelle liegt an der Berührungsstelle des angeschmolzenen Glases mit dem Rand der Platinkappe. Da dieser sehr dünn und demnach sehr nachgiebig ist und die

dem Boden der Platinkappe von den Stromzuführungen mitgeteilte Wärme auf dem Wege zum Rande der Kappe durch Strahlung größtenteils wieder abgegeben wird, ist die Einschmelzstelle keiner-

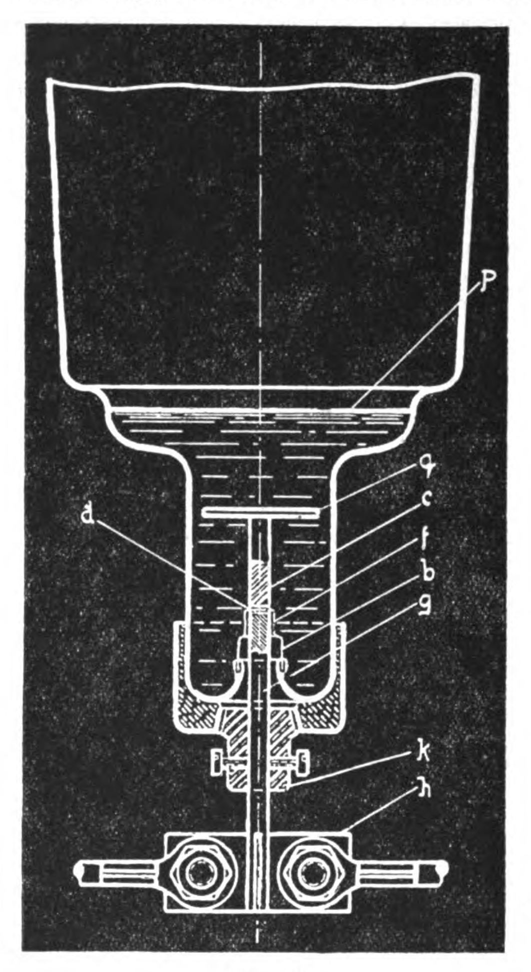


Fig. 23.

lei besonderer Beanspruchung ausgesetzt, so daß sie vollkommen dicht hält.

Ein weiterer Fortschritt der letzten Jahre ist die Verbesserung der Hilfserregung der Gleichrichter. Die Zündung durch Kippen des Gleichrichters mit der Hand ist für viele Betriebe nicht geeignet und

deshalb frühzeitig durch eine elektromagnetische Kippvorrichtung ersetzt worden.

Da nun der Gleichrichter erlischt, sobald der Strom momentan unter 3 Ampère sinkt, so würde bei starken Belastungsschwankungen die ununterbrochene Lieferung von Gleichstrom kaum möglich sein, da die Kippvorrichtung zum Zünden unter Umständen eine beträchtliche Zeit braucht. Für derartige Fälle muß der Gleichrichter unbedingt so



Fig. 24.

eingerichtet sein, daß er sich selbst überhaupt nicht unterbricht und beim Einschalten momentan anspricht.

Man erreichte dieses früher dadurch, daß man einen kleinen von einer besonderen Gleichstromquelle gespeisten zwischen einer eigenen Anode und der Gleichrichterkathode übergebenden Lichtbogen vorsah, der etwa 200 Watt verbrauchte.

Jetzt gibt man dem Gleichrichter eine viel einfachere und billigere Hilfserregung dadurch, daß man im Gleichrichtergefäß noch zwei besondere Anoden anbringt. Diese werden an einen eigenen kleinen Transformator angeschlossen, dessen Mitte über eine Drosselspule be-

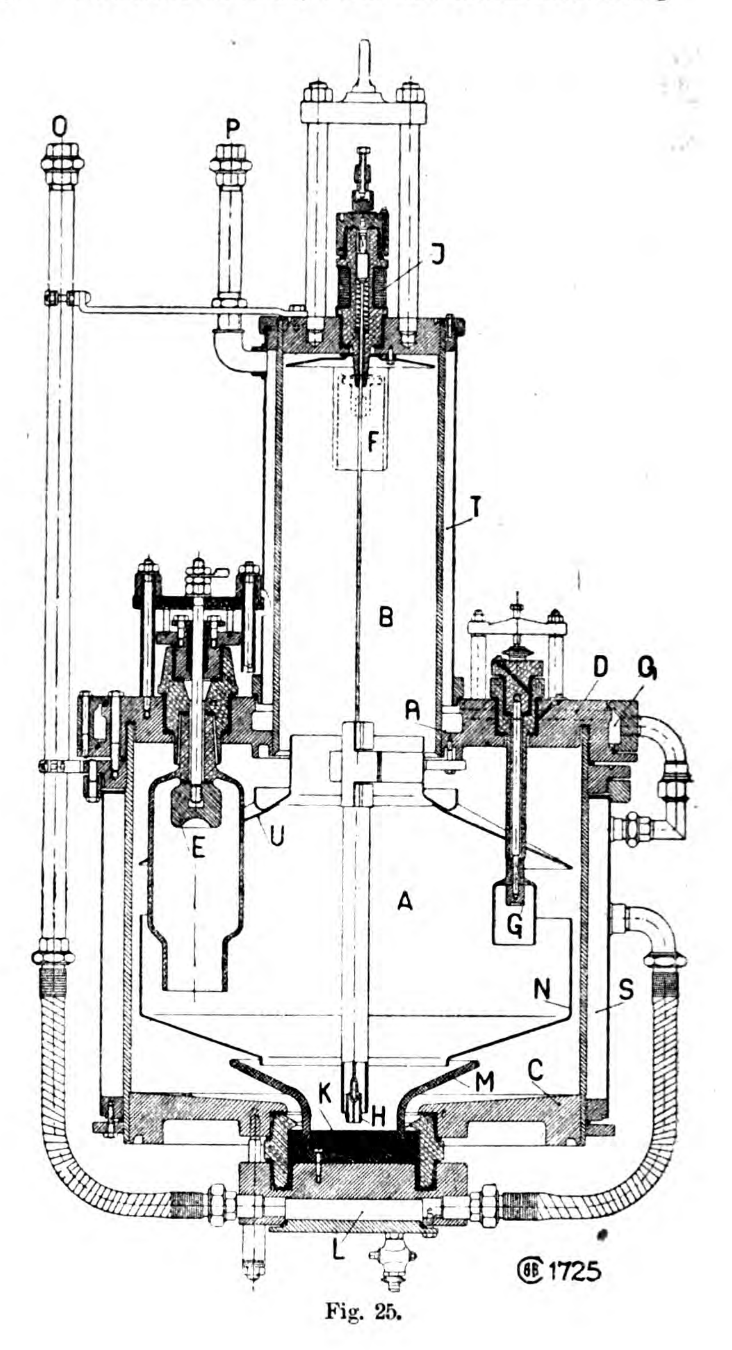


Fig. 25.

sonderer Konstruktion mit der gemeinsamen Kathode des Gleichrichters verbunden wird. Man baut also in den großen Gleichrichter gewissermaßen einen kleinen Einphasengleichrichter ein und schließt ihn über eine Drosselspule kurz. Dieser kleine Gleichrichter brennt dauernd, solange die Anlage im Betrieb ist und verbraucht bei 4 Ampère etwa 100 Watt.

Fig. 24 zeigt einen modernen großen Glasgleichrichter der Gleichrichter G. m. b. H. Auf die vielen technischen Einzelheiten und die oft recht verwickelten Schaltungen der modernen Gleichrichter kann hier nicht eingegangen werden.

Auch die Quecksilbergroßgleichrichter mit Metallgefäß waren bereits vor dem Kriege betriebsfähig. Auch sie sind in den letzten Jahren sehr verbessert worden. Die Lebensfrage dieser Großgleichrichter ist die Zuverlässigkeit ihrer Abdichtung.

Die Firma Brown, Boveri & Cie, die wohl die größten Erfahrungen auf diesem Gebiete besitzt, verwendet Quecksilber als eigentliches Dichtungsmaterial, das in Verbindung mit Asbest in die feinsten Poren der Dichtung eindringt und sie vollkommen verschließt. Die A. E. G. erreicht die Dichtung durch konzentrische Ringe aus Blei und Gummi. Doch ist bei beiden Firmen die Dichtung nicht derart, daß sich das einmal hergestellte Vakuum dauernd hält. Vielmehr sehen beide Firmen die Verwendung einer Hochvakuumpumpe vor. Beim Großgleichrichter der Firma Brown, Boveri & Cie besteht das Vakuumgefäß gemäß Fig. 25 aus einem größeren unteren und einem daraufgesetzten kleineren oberen zylindrischen Hohlkörper aus geschweißtem Blech mit horizontal abschließenden ebenen Stahlplatten. Der untere Zylinder ist der eigentliche Gleichrichteraum. Der obere dient als Kühlkammer. Der leicht abnehmbare Deckel des Arbeitszylinders trägt die aus Eisen bestehenden Anoden, der Boden die Quecksilberkathode. Im Arbeitszylinder wird ein Vakuum von 0,01 mm Quecksilber durch die Hochvakuumpumpen aufrecht erhalten.

Die Edelgasgleichrichter mit Lichtbogen.

Wie Fig. 26 (Kalium-Argon-Eisenröhre) zeigt, fällt die Spannung an einer Kaliumkathode in Argon bei 0,6 Ampère plötzlich von 80 Volt auf 3—4 Volt ab. In diesem Augenblick geht die Glimmentladung in eine Lichtbogenentladung über. Bei dieser verdampft das Kalium ebenso wie das Quecksilber im Quecksilbergleichrichter. Der gesamte Spannungsabfall beträgt jetzt nur noch 18 Volt, ist also nur wenig größer als der des Quecksilbergleichrichters. Die Kaliumedelgasgleich-

richter können also mit ihm in Wettbewerb treten und haben den großen Vorzug, daß sie schon bei Stromstärken von 0,5 Ampère brauchbar sind. Ferner sind sie nicht so empfindlich gegen momentanes Sinken des Stromes unter diese Grenze, vertragen vielmehr ein Null-

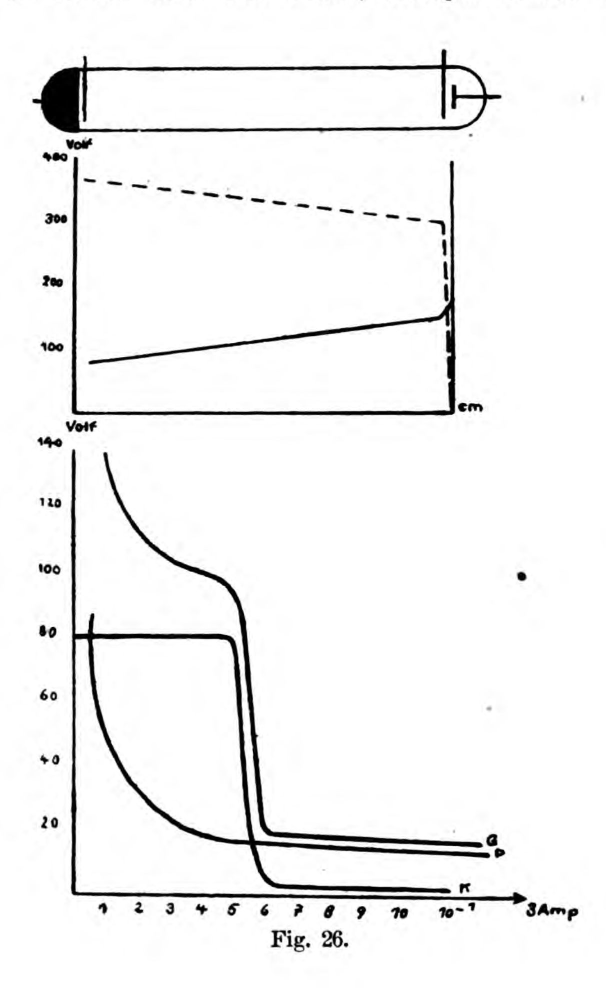


Fig. 26.

werden des Stromes während eines Bruchteiles der Periode normalen Wechselstromes durchaus. Sie werden unter dem Namen „Alkalidampfgleichrichter“ von der Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren und von der Deutschen Telephongesellschaft für Stromstärken bis 10 Ampère gebaut.

Gezündet werden sie mit Hilfe eines elektrisch betätigten Vakuumunterbrechers, der parallel zu einer Anode und der Kathode liegt.

Das Hauptanwendungsgebiet dieser Gleichrichter ist die Ladung kleiner Akkumulatorenbatterien.

X. Die Grenze Metall—Elektrolyt.

Die Grenze Metall—Elektrolyt gestattet eine außerordentliche Menge von Kombinationen. Ihre Ventilwirkung beruht darauf, daß jedes Anion oder Kation zu seiner Abscheidung bei jeder Konzentration einer ganz bestimmten Spannung bedarf.

Die Verwendung dieser Ventilwirkung wird jedoch durch zwei Mängel nahezu illusorisch gemacht. Erstens erheben sich die Abscheidungsspannungen, bis zu denen Ventilwirkung möglich ist, kaum über 1 Volt. Zweitens stellen sie sich erst her, nachdem eine gewisse Strommenge geflossen ist und eine Schicht molekularer Dichte des betreffenden Kations abgeschieden hat. So belanglos diese geringe Strommenge bei der statischen Verwendung der Ventile ist, so störend ist sie, wenn das Ventil zum Gleichrichten von Wechselstrom benutzt werden soll. Bei fünfzigperiodigem Weshselstrom steht dem Strom jedesmal nur $^1/_{100}$ Sekunde zur Abscheidung und Wiederauflösung der Kationenschicht zur Verfügung. Infolgedessen muß er ziemlich stark sein, um die erforderliche Elektrizitätsmenge in der kurzen Zeit liefern zu können. Es besteht also in beiden Richtungen im Anfange jeder Periodenhälfte Durchlässigkeit.

Hierbei ist gleiche Größe der beiden Elektroden vorausgesetzt. Bei stark unsymmetrischen Elektroden ist die Beziehung zwischen Strom und Spannung des Ventiles ohne weiteres von der Stromrichtung abhängig. Belastet man also ein solches Ventil mit einer reinen Wechselspannung, die zwischen $+e_1$ und $-e_1$ verläuft, so ist der zu $+e_1$ gehörige Strom $+i_1$ z. B. größer als der zu $-e_1$ gehörige Strom $-i_2$, das heißt der Wechselstrom bekommt eine Gleichstromkomponente. Derartige Ventile werden gelegentlich in der drahtlosen Telegraphie gebraucht.

Trotz ihres geringen Spannungsbereiches hat die Grenze Metall—Elektrolyt bei einer besonderen Schaltung der elektrolytischen Stiazähler eine sinnreiche Anwendung gefunden. Die Anode der Stiazähler besteht aus Quecksilber, die Kathode aus einem Platiniridiumblech, und der Elektrolyt aus einer Lösung von K_2HgJ_4. Diese Zelle liegt zusammen mit einem Vorschaltwiderstande, der ihren negativen Tempe-

raturkoeffizienten kompensiert, an einem Nebenschlußwiderstande, durch den der größte Teil des zu messenden Stromes fließt. Bei einem mäßigen Strom in der Zelle entsteht in der Richtung vom Quecksilber zum Platiniridium keine wesentliche elektromotorische Gegenkraft, da an der Anode Quecksilber gelöst und an der Kathode Quecksilber abgeschieden wird. In der entgegengesetzten Richtung aber ist Stromdurchgang nur unter Jodabscheidung an der Platiniridiumanode möglich, wozu eine Spannung von 0,6 Volt erforderlich ist. Bis zu dieser Spannung wirkt die Zelle also wie ein recht vollkommenes statisches Ventil.

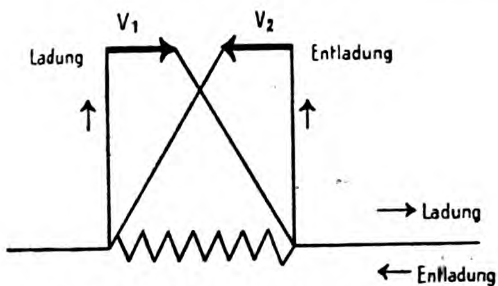


Fig. 27. Schaltung der Batterie-Stiazähler.

Die Anwendung eines solchen Ventiles zeigt Fig. 27. Zwei Zellen V_1 und V_2 sind mit entgegengesetzten Polen an den gemeinsamen Nebenschluß N angeschlossen, der so bemessen ist, daß der Spannungsverlust an ihm bei Vollast unter 0,6 Volt bleibt. Infolgedessen kann in der Stromrichtung 1 nur durch die Zelle V_1, in der Stromrichtung 2 nur durch die Zelle V_2 Strom fließen. Schaltet man also das Ganze in die Zuleitung einer Akkumulatorenbatterie, so zählt V_1 nur die Ladestrommenge, V_2 nur die Entladestrommenge, ohne daß irgendwelche Umschaltungen vorgenommen zu werden brauchen.

Schaltet man jede der beiden Zellen mit einem trägen Relais in Serie, so gestattet die Anordnung als Steuerorgan eine mannigfache Anwendung.

XI. Die Grenze Gas—Elektrolyt Elektrolyt—Gleichrichter.

Auf der Ventilwirkung der Grenze Gas—Elektrolyt dürften nach einer von Günther-Schulze aufgestellten Theorie die sogenannten Elektrolytgleichrichter beruhen. So hoch das Spannungsgefälle ist, das man braucht, um Elektronen durch Stoßionisierung aus einer kalten Metallelektrode freizumachen, um so viel höher ist das Spannungs-

gefälle, bei dem sich Elektronen aus einer kalten Elektrolyt-Elektrode gewinnen lassen, zumal, wenn das an die Elektrode grenzende Gas unter erhöhtem Druck steht, so daß die freie Weglänge der Ionen außerordentlich klein wird.

Trennt man also eine Elektrolyt-Elektrode und eine Metallelektrode durch einen sehr schmalen Gasraum, so entsteht ein Ventil. Diese Anordnung, die künstlich herzustellen aus verschiedenen Gründen unmöglich ist, bildet sich selbsttätig bei der Formierung eines Ventilmetalles, wobei sich folgende Erscheinungen abspielen:

Wenn eine elektrolytische Zelle, die aus einem Ventilmetall als Anode, einem geeigneten Elektrolyten und einem beliebigen indifferenten Metall als Kathode besteht, mit einer konstanten Stromdichte belastet wird, so steigt die zur Aufrechterhaltung des Stromes von der Zelle verlangte Spannung anfangs proportional der Einschaltungsdauer an, bis bei einer scharf definierten Spannung plötzlich auf der Oberfläche des Ventilmetalles Fünkchen erscheinen. Von diesem Augenblick an steigt die Spannung an der Zelle langsamer, aber wiederum proportional der Einschaltungsdauer weiter, während die Fünkchen allmählich heller werden, bis bei einer zweiten ebenfalls scharf definierten Spannung eine neue Art Funken entsteht und die Spannung gänzlich oder fast gänzlich zu steigen aufhört. Die Formierung der Zelle ist vollendet. Die erste Spannung wird Funkenspannung, die zweite Maximalspannung genannt. Fig. 28, II gibt ein typisches Beispiel des Spannungsanstieges während der Formierung mit konstanter Stromdichte.

Hiernach sind bei der Formierung folgende 5 Bestimmungsstücke zu unterscheiden:

1. Die Geschwindigkeit des Spannungsanstieges zwischen O und A abgekürzt „Gradient a".
2. Das Gleiche zwischen A und B „Gradient b".
3. Das Gleiche hinter B „Gradient c".
4. Die Funkenspannung.
5. Die Maximalspannung.

Während der Formierung bildet sich auf dem Ventilmetall eine feste poröse, außerordentlich dünne Schicht, die meistens aus einem Oxyde des benutzten Ventilmetalles besteht. Sie wächst mit der Dauer der Formierung stetig an. Ihre Dicke Δ läßt sich aus den Interferenzfarben ableiten, die sie in großer Reinheit zeigt.

Mit ihr zugleich entsteht eine zweite noch dünnere Schicht, die infolge ihres außerordentlich hohen Widerstandes wie das Dielektrikum eines (unvollkommenen) Kondensators wirkt. Die Kapazität dieses

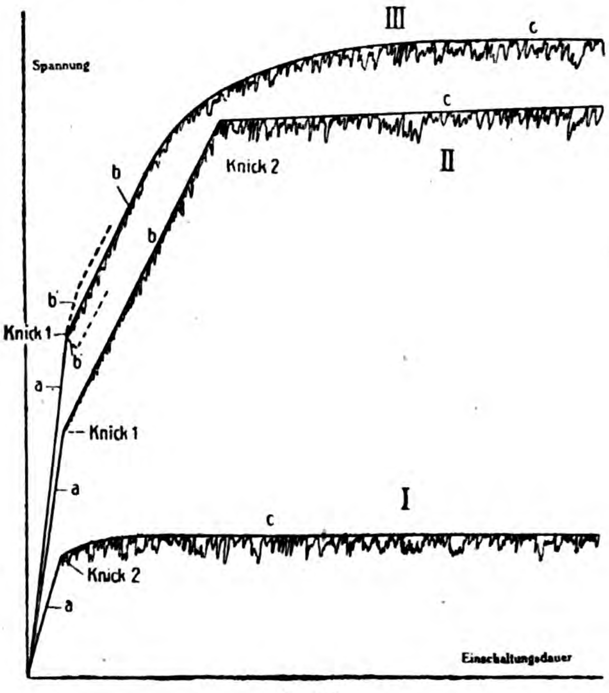


Fig. 28.

Kondensators läßt sich, während die Zelle an der Formierungsspannung liegt, in der Brücke mittels übergelagerten Wechselstromes gut messen. Aus der Kapazität würde sich die absolute Dicke δ der Schicht berechnen lassen, wenn ihre Dielektrizitätskonstante bekannt wäre. Da dieses nicht der Fall ist, begnügt man sich mit der Ermittelung der relativen Dicke $\frac{\delta}{\varepsilon}$ (Dicke für $\varepsilon = 1$).

Es ergeben sich also die weiteren Bestimmungsstücke:

6. Die Dicke der festen Schicht Δ.

7. „ „ „ wirksamen „ $\frac{\delta}{\varepsilon}$.

Während der Formierung wird an der Ventilanode freier Sauerstoff entwickelt.

Also 8. Sauerstoffentwicklung.

Läßt man eine Ventilzelle an konstanter Spannung liegen, so nimmt der sie durchfließende Strom bis auf sehr geringe Beträge ab.

Also 9. Reststrom.

Läßt man die an einer formierten Zelle liegende Gleichspannung alle Werte von Null bis zur Formierungsspannung durchlaufen und ermittelt man dabei die zugehörigen Stromstärken, so erhält man die statische e, i-Kurve der Zelle oder

10. die statische Charakteristik.

Das sind die wesentlichen Bestimmungsstücke in der Sperrichtung.

Die Untersuchung der Flußrichtung ist schwieriger. Benutzt man dazu Gleichstrom, so wird die bei der Formierung gebildete wirksame Schicht durch die Wasserstoffentwicklung an ihr alsbald weitgehend verändert. Will man also die Eigenschaften der möglichst unversehrten Schicht in der Flußrichtung feststellen, so muß man die Untersuchung möglichst unmittelbar nach dem Umschalten aus der Sperrichtung in die Flußrichtung ausführen und mit geringen Stromdichten arbeiten. Man wird also zweckmäßig Wechselstrom verwenden und die Erscheinungen mit Hilfe von Oszillogrammen feststellen. Man findet dann, daß die Zelle in der Flußrichtung unterhalb einer charakteristischen Spannung, der Mindestspannung, ebenso undurchlässig ist, wie in der Sperrichtung und daß beim Erreichen der Mindestspannung die Zelle durchlässig wird, ohne daß die Spannung an der wirksamen Schicht weiter steigt. Die Zelle verhält sich also hier genau wie ein Quecksilbergleichrichter.

Es ergibt sich demnach als Bestimmungsstück

11. die Mindestspannung.

Weiter zeigen sich sehr eigentümliche Erscheinungen in der Flußrichtung, wenn die Kationen aus einem Schwermetall stammen. Also

12. Die Metallabscheidung in der Flußrichtung.

Die elektrolytische Ventilwirkung ist bisher an folgenden 17 Metallen festgestellt, *Cu*, *Be*, *Mg*, *Zn*, *Cd*, *Al*, *Sn*, *Pb*, *Nb*, *Ta*, *Sb*, *Bi*, *W*, *U*, *Fe*, *Co*, *Ni*, von denen einige die Erscheinungen in allen, andre in vielen, andre nur in wenigen Elektrolyten zeigen.

Jedes der angeführten 12 Bestimmungsstücke hängt in verwickelter Weise von den Variabeln Ventilmetall, Elektrolyt, Konzentration, Temperatur, Stromdichte, Spannung ab, so daß sich eine schier unübersehbare Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ergibt, aus der hier nur das Wichtigste herausgegriffen werden kann.

Eine systematische Behandlung der Erscheinungen wurde erst möglich, als der Unterschied zwischen vollständiger und unvollständiger Ventilwirkung klar erkannt war. Vollständige Ventilwirkung ist vorhanden, wenn das Ventilmetall im Elektrolyten nicht merklich löslich

ist, unvollständige Ventilwirkung, wenn die Löslichkeit des Ventilmetalles die Erscheinungen modifiziert. Dazu genügt schon eine sehr geringe Löslichkeit. Der Umstand, daß gerade Aluminium, an dem anfangs alle Untersuchungen über die Ventilwirkung ausgeführt werden, in den meisten Elektrolyten eine unvollständige Ventilwirkung zeigt, hat die Aufklärung der Erscheinungen sehr erschwert. Denn da die Löslichkeit von der Temperatur sowohl des Elektrolyten wie des Ventilmetalles, und diese unter anderem wieder von der Stromdichte abhängt, ferner die Konzentration des Elektrolyten von Wichtigkeit ist, ergibt sich eine Fülle von Komplikationen, die zu entwirren nicht gelang. Erst als die Untersuchung sich dem Ventilmetall Tantal zuwandte, das anscheinend in allen Elektrolyten eine vollständige Ventilwirkung besitzt, ergaben sich folgende Gesetzmäßigkeiten:

1. Gradient a ist von der Konzentration des Elektrolyten unabhängig. Mit steigender Temperatur nimmt er beträchtlich ab. Die Größe der Abnahme ist von Elektrolyten abhängig. Von 0^0 C bis 100^0 C fällt der Gradient a im Mittel auf etwa $^1/_4$.

Bei höheren Stromdichten ist der Gradient a der Stromdichte nahezu umgekehrt proportional, so daß mit der gleichen durch die Zelle geschickten Elektrizitätsmenge die gleiche Formierungsspannung erreicht wird. Bei kleinen Stromdichten werden die erforderlichen Elektrizitätsmengen größer, bis bei äußerst geringen Stromdichten keine Formierung mehr zustande kommt und sich eine Art Passivität ausbildet. Vom Ventilmetall und der Art des Elektrolyten hängt der Gradient a in einer Weise ab, für die sich noch keine Gesetzmäßigkeiten ergeben haben. Bei Tantal und einer Stromdichte von 2 Mill.-Amp./qcm ist die größte Formierungsgeschwindigkeit in wäßriger Lösung 60 Volt/min, in absoluter Schwefelsäure 240 Volt/min.

2. Gradient b ist beträchtlich geringer als Gradient a, scheint sich aber im wesentlichen ebenso zu verhalten wie dieser. Seine systematische Untersuchung steht noch aus

3. Gradient c ist meistens gleich Null.

4. Die Funkenspannung ist vom Ventilmetall und der Art und Konzentration des Elektrolyten, nicht dagegen von Temperatur und Stromdichte abhängig. Beim Tantal liegt sie in 0,05 normalen Lösungen, bei den meisten Elektrolyten zwischen 150 und 220 Volt. Sie scheint diejenige Spannung zu sein, bei der von der Anode der Gasstrecke, also dem Metall, ausgehende Funken einsetzen.

5. Die Maximalspannung scheint, soweit die Untersuchungen reichen, vom Ventilmetall, der Stromdichte und der Temperatur unab-

hängig zu sein. Dagegen ist die Art und Konzentration des Elektrolyten auf sie von größtem Einfluß, und zwar ist die Konzentration der freien Ionen des Elektrolyten, nicht seine Gesamtkonzentration maßgebend.

Tabelle I enthält die Maximalspannung einer Anzahl Ionen, die das gemeinsam haben, daß sie sich aus nichtmetallischen Atomen zusammensetzen. Die zu den Versuchen benutzten Kationen (es waren Alkalikationen) sind nicht aufgeführt, da das Kation die Erscheinungen nicht beeinflußt, solange es nicht ein Schwermetallkation ist.

Die Tabelle I zeigt, daß bei diesen metallfreien Anionen die Maximalspannung nur wenig schwankt.

Ganz anders wie in Tabelle I wird jedoch das Bild, wenn Anionen betrachtet werden, in denen sich Metalle befinden. Tabelle II und III geben darüber Aufschluß. Aus Tabelle II folgt: Die Maximalspannung, die bei metallfreien Anionen in 0,05 normaler Lösung einen nur wenig um 478,6 Volt schwankenden Wert hat, wird stark erniedrigt, wenn in die Anionen ein Metall wie *Pt*, *Fe*, *Cr* eintritt. Die hierdurch bedingte, sehr niedrige Maximalspannung ist in erster Linie von dem eingeführten Metall, in zweiter Linie von der Art der Bindung abhängig.

Die Ergebnisse der Untersuchung möglichst vieler Metalle enthält Tabelle III. Sie zeigt, daß jedes Metall durch seinen Eintritt ins Anion die Maximalspannung auf einen ganz bestimmten Betrag erniedrigt.

Tabelle I.

Maximalspannung des Tantals in 0,05n-Lösungen nachstehender metallfreier Anionen.

Anion	Maximal-spannung Volt	Abweichung vom Mittel Proz.	Anion	Maximal-spannung Volt	Abweichung vom Mittel Proz.
OH'	446	— 6,8	NO'_3 . . .	475	— 0,8
$HCOO'$ . . .	488	+ 2,0	$H_2PO'_4$ . .	435	— 9,1
C_3H_7COO' .	508	+ 6,2	$\frac{1}{2}HAsO''_4$.	447	— 6,6
C_4H_9COO' .	520	+ 8,7	BO'_2 . . .	487	+ 1,8
$C_6H_{13}COO'$.	560	+ 17,0	$\frac{1}{2}SiF''_6$ . .	495	+ 3,4
SH'	463	— 3,3	F'	531	+ 10,9
$\frac{1}{2}SO''_4$ . . .	449	+ 6,2	BrO'_3 . . .	480	+ 0,3
CNS' . . .	480	+ 0,3	J'	488	+ 2,0
CN'	465	— 2,8	Mittelwert .	478,6	5,2

Tabelle II.

Maximalspannung des Tantals in 0,05n-Lösungen verschiedener Anionen der Metalle *Cr*, *Fe*, *Pt*.

Metall	Anion	Maximalspannung Volt	Metall	Anion	Maximalspannung Volt
Cr	$^1/_2\,Cr_2O''_7$	131	*Fe*	$^1/_2\,Fe(CN)_5NO''$	76
	$^1/_2\,CrO''_4$	141		$^1/_2\,Fe(C_2O_4)''_3$	85
	$^1/_3\,Cr(C_2O_4)''_3$	134		$^1/_3\,Fe(CN)'''_6$	82
	$^1/_3\,Cr(CN)'''_6$	126		$^1/_4\,Fe(CN)''''_6$	91
Mittel		133	Mittel		84

Metall	Anion	Maximalspannung Volt
Pt	$^1/_2\,PtCl''_6$	20
	$^1/_2\,PtCl''_4$	35
Mittel		28

Tabelle III.

Maximalspannung des Tantals in 0,05n-Lösungen verschiedener metallhaltiger Anionen.

Metall	Anion	Maximalspannung Volt	Metall	Anion	Maximalspannung Volt
Pd	$^1/_2\,PdCl''_4$	19,5	*Cu*	$Cu(CN)'_2$	(355)
Rh	$^1/_2\,RhCl''_5$	23	*W*	$^1/_2\,WO''_4$	363
Au	$AuCl'_4$	24	*Ag*	$Ag(CN)'_2$	422
Pt	s. Tab. 2	28	*Zn*	$^1/_2\,Zn(CN)''_4$	425
Ir	$^1/_2\,IrCl''_6$	32	*Sb*	$H_2Sb_2O'_7$	435
Mn	MnO'_4	46	*H?*	OH'	448
Fe	s. Tab. 2	84	*Bi*	$^1/_2\,BiJ''_5$	(450)
Cr	„ „ 2	133	*Hg*	$^1/_2\,Hg(CN)''_4$	453
Ni	$^1/_3\,Ni(CN)''_4$	181	*Mo*	$^1/_2\,MoO''_4$	457
Sn	$^1/_2\,SnO''_3$	190	*Cd*	$^1/_2\,Cd(CN)''_4$	478
Co	$^1/_3\,Co(CN)'''_6$	243	*Al*	AlO'_2	660

Die Platinmetalle und Gold wirken am stärksten, dann folgen die dem Eisen nahestehenden Metalle, während bei den übrigen die Wirkung nur gering ist.

Weiter ergab sich, daß alle Metalle, die durch ihren Eintritt in das Anion eine niedrige Maximalspannung hervorrufen, dieses auch als kationische Bestandteile eines nicht dissoziierten Moleküles tun, aber die Spannungserniedrigung ist geringer als beim Eintritt der Metalle in das Anion.

Günther-Schulze hat aus diesem Verhalten der Maximalspannung verschiedene Schlüsse über die Festigkeit der Bindung der Elektronen in elektrolytischen Ionen gezogen.

Mit zunehmender Verdünnung des Elektrolyten nimmt die Maximalspannung in allen Elektrolyten derart zu, daß in dem Intervall 0,05—0,5 normal einer Zunahme der Verdünnung um 1 Proz. im Mittel eine Zunahme der Maximalspannung um 0,24 Proz. entspricht. Bei höheren Konzentrationen wird der Verlauf der Maximalspannung unregelmäßig.

6. Die Dicke der festen Schicht Δ scheint beim Tantal unter allen Umständen der Formierungsspannung und damit der Dicke δ der wirksamen Schicht proportional zu sein. Bei Formierung bis 200 Volt beträgt ihre Dicke beim Tantal 0,6 μ.

Beim Aluminium besteht keine feste Beziehung zwischen Δ und δ. Es ist möglich, auf Aluminium Oxydschichten von mehreren Zehnteln Millimeter Dicke herzustellen. Wahrscheinlich spielt bei diesem abnormen Wachstum der Oxydschicht die unvollständige Ventilwirkung eine maßgebende Rolle.

7. Die relative Dicke δ/ε der wirksamen Schicht ist unabhängig a) in wässerigen Lösungen vom Elektrolyten (solange nicht sehr hohe, fast wasserfreie Konzentrationen verwandt werden), b) von der Temperatur, c) von der Art und Weise der Formierung. Sie ist abhängig a) vom Ventilmetall, b) von der Formierungsspannung, der sie anfangs proportional ist, während sie bei höheren Spannungen etwas schneller steigt. Die folgende Tabelle IV gibt δ/ε bei verschiedenen Spannungen für verschiedene Ventilmetalle, während Tabelle V die Dicken der wirksamen Schicht in einigen nichtwässerigen Elektrolyten enthält.

8. Die Gasentwickelung während der Formierung ist gewissermaßen das Korrelat zur Formierungsgeschwindigkeit. Da der Strom entweder Sauerstoff entwickeln, oder das Ventilmetall formieren kann, ist die Sauerstoffentwicklung bei unlöslichen Ventilmetallen um so größer, je geringer die Formierungsgeschwindigkeit ist.

Tabelle IV.

Formierungsspannung Volt	Relative Schichtdicke $\frac{\delta}{\varepsilon}$ in $\mu\mu$ des						
	Mg	*Sb*	*Bi*	*Zn*	*Al*	*Nb*	*Ta*
50	12,1	11,0	9,2	16,5	4,8	5,0	3,5
100	26,3	23,8	18,7	—	10,3	10,4	3,1
150	41,4	38,7	29,1	—	16,1	—	11,6
200	60,1	58,0	42,0	—	22,3	—	17,0
250	86,0	84,4	60,8	—	29,3	—	22,9
300	120,5	119,4	—	—	37,1	—	28,8
350	165,5	—	—	—	46,6	—	34,6
400	—	—	—	—	58,0	—	40,3
450	—	—	—	—	71,0	—	45,0
500	—	—	—	—	85,9	—	49,1

Tabelle V.

Elektrolyt	Relative Schichtdicke $\frac{\delta}{\varepsilon}$ bei 50 Volt nach einer Formierungsdauer von 30 Min.	
	Tantal	Aluminium
Verdünnte wässerige Lösung .	4,10 $\mu\mu$	6,36 $\mu\mu$
Absolute Schwefelsäure . . .	6,69 „	10,05 „
Wasserfreie Schmelze von		
NH_4NO_3	6,26 „	—
$KHSO_4$	6,98 „	13,1 „
$AgNO_3$	7,12 „	220 „
$TlNO_3$	10,1 „	—
$LiNO_3$	7,93 „	—
$NaNO_3$	12,5 „	133 „
KNO_3	11,1 „	142 „
$K_2Cr_2O_7$	18,2 „	30 „

9. **Der Reststrom** ist bisher nur wenig untersucht worden. Es scheint, als ob er mit der Zeit bis auf den Betrag abnimmt, der erforderlich ist, die durch Wegdiffusion der wirksamen Schicht entstehenden Verluste zu decken. Da diese Diffusion durch die über der wirksamen Schicht liegende Oxydschicht sehr erschwert wird, erreicht der Reststrom außerordentlich geringe Beträge z. B. bei Aluminium in Ammoniumborat bei 110 Volt Formierungsspannung $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ Amp./qcm.

10. Die statische Charakteristik besteht in der Sperrichtung aus

einem steil bis zur Maximalspannung ansteigenden und einem in der Höhe der Maximalspannung horizontal verlaufenden Aste. In der Flußrichtung hat sie die gleiche Form, für die hier die Mindestspannung maßgebend ist. In den fast senkrechten Teilen (Undurchlässigkeit) nimmt der Quotient e/i mit steigender Spannung beträchtlich ab. Die Abhängigkeit der statischen Charakteristik von den verschiedenen Variabeln ist kaum untersucht.

11. Die Mindestspannung hängt vom Ventilmetall, der Dicke der wirksamen Schicht (= der Höhe der Formierung) und von der Art und Konzentration des Elektrolyten ab. Von der Temperatur ist sie unabhängig. Die Mindestspannung des Tantales beträgt das 1,51fache von der des Aluminiums, wenn beide Metalle bis zur gleichen Spannung formiert sind.

Ventilmetalle wie *Sb*, *Bi*, *Zn*, *Cd*, deren anodisch gebildete isolierende Oxydschicht kathodisch wieder zu Metall reduziert wird, besitzen gegenüber normalem Wechselstrom keine Ventilwirkung.

Mit der Formierungsspannung oder der Dicke der wirksamen Schicht steigt die Mindestspannung nur wenig an. Bei Verringerung der Ionenkonzentration des Elektrolyten auf die Hälfte steigt sie um etwa 7 Proz. Ihre Abhängigkeit vom Anion zeigt Tabelle VI, vom Kation Tabelle VII.

Tabelle VI.

Mindestspannung des Tantals nach Formierung bis 85 Volt in 0,05n-Lösungen.

Elektrolyt	Mindest-spannung	Elektrolyt	Mindest-spannung
KOH	9,6 Volt	K_2CrO_4	11,2 Volt
$KAgCy_2$	11,1 „	Na_2MoO_4	10,2 „
K_2CdCy_4	7,9 „	Na_2WO_4	9,6 „
K_2HgCy_4	13,3 „	$KMnO_4$	7,9 „
$KAlO_2$	4,3 „	KF	14,3 „
$NaHCO_3$	13,2 „	$NaCl$	18,2 „
$NaCH_3COO$	9,6 „	$KClO_3$	9,7 „
NaN_3	14,4 „	KBr	9,5 „
KNO_3	11,7 „	$KBrO_3$	14,1 „
$NaNO_2$	17,2 „	KJ	11,5 „
KH_2PO_4	9,3 „	KJO_3	8,3 „
Na_2SO_3	8,0 „	K_2PdCl_4	11,0 „
$Na_2S_2O_3$	14,0 „		

Tabelle VII.

Mindestspannung des Tantals nach Formierung bis 85 Volt in 0,2n-Lösung der Nitrate der folgenden Kationen.

H	46,3 Volt	*Zn* . . .	25,4 Volt
Li	11,6 „	*Cd* . . .	32,3 „
Na . . .	10,5 „	*Hg* . . .	30,9 „
K	10,8 „	*Al*	27,2 „
Rb . . .	10,2 „	*Tl*	16,4 „
Cs . . .	9,8 „	*Pb* . . .	31,2 „
NH_4 . . .	20,7 „	*Bi*	32,0 „
Cu . . .	26,0 „	*Cr* . . .	27,2 „
Ag . . .	8,5 „	UO_2 . . .	14,8 „
Mg . . .	28 „	*Mn* . . .	23,2 „
Ca . . .	35,1 „	*Fe* . . .	39,7 „
Sr	32,9 „	*Co* . . .	15,8 „
Ba . . .	35,2 „	*Ni* . . .	26,6 „

12. Die Metallabscheidung in der Flußrichtung, die von wesentlich theoretischem Interesse ist, kommt für die Ventilwirkung nicht in Frage.

Das sind in großen Zügen die wesentlichsten Eigenschaften der auf der Grenze Gas—Elektrolyt beruhenden Ventile. Was nun ihre praktische Verwendung anlangt, so wird die scheinbar unübersehbare Fülle von möglichen Kombinationen durch die an einen Gleichrichter zu stellenden Forderungen derart eingeschränkt, daß nur zwei übrigbleiben, nämlich Aluminium in Ammoniumborat und in Ammoniumcarbonat.

Mit diesen Kombinationen ergaben sich beim Gleichrichten einer Wechselspannung von 60 Volt folgende Wirkungsgrade:

1. 20 Min. nach dem Einschalten 74,4 Proz.
2. Nach eintägiger Dauerbelastung 70,3 „
3. Nach zweitägiger Dauerbelastung 53,8 „.

Die gleichzeitig aufgenommenen Oszillogramme zeigten, daß diese dauernde Verschlechterung des Wirkungsgrades durch den zunehmenden Ohmschen Widerstand der Zelle in der Flußrichtung verursacht wird, der durch die zunehmende Dicke der porösen vom Elektrolyten erfüllten Oxydschicht bedingt ist.

Demnach liegt das Anwendungsgebiet des Aluminiumelektrolytgleichrichters da und nur da, wo gelegentlich Gleichstromenergie in geringen Mengen gebraucht wird, ohne daß es auf den Wirkungsgrad so sehr ankommt und wo infolgedessen der Gleichrichter so billig wie möglich sein muß, wie beispielsweise bei der Ladung kleiner einzelner

Akkumulatoren durch den technisch geschulten Besitzer mit Hilfe der Wechselstromlichtanlage seiner Wohnung.

Für eine weitergehende technische Verwendung ist der Aluminiumgleichrichter ungeeignet und wird es auch bleiben. Bezüglich des Tantalgleichrichters gilt das Gleiche. Auch dieser kommt für eine technische Verwendung nicht in Frage.

Für den Aluminiumgleichrichter sind von Bairsto einige sinnreiche Schaltungen angegeben worden. Erstens läßt sich die Graetzsche Vierzellenschaltung dadurch vereinfachen, daß man gemäß Fig. 29 zwei Aluminiumelektroden in einem Gefäß unterbringt, so daß sich eine Drei-

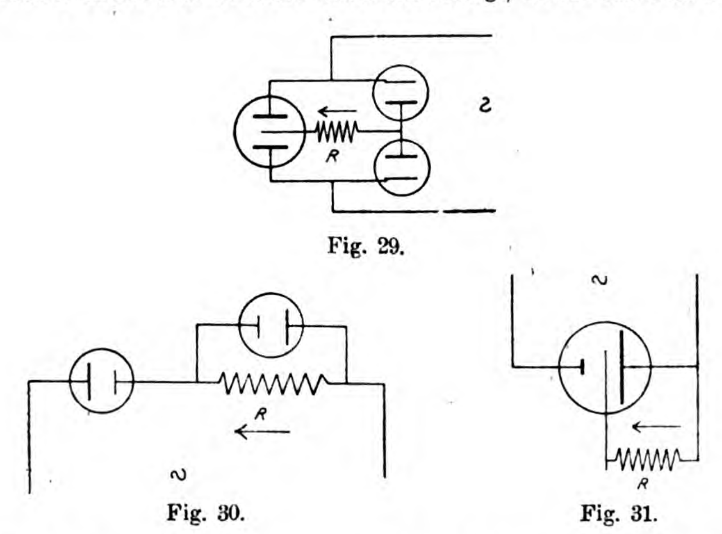


Fig. 29.

Fig. 30. Fig. 31.

zellenschaltung ergibt. Würde man auch die beiden anderen Aluminiumelektroden in eine Zelle bringen, um eine Zweizellenschaltung zu erhalten, so würde man die Gleichrichtung unmöglich machen, wie eine Verfolgung der Stromwege ohne weiteres ergibt. Trotzdem findet Bairsto eine Schaltung, die mit 2 Zellen beide Stromrichtungen auszunutzen erlaubt, indem er die große elektrostatische Kapazität formierter Aluminiumelektroden zu Hilfe nimmt. Fig. 30 gibt die Schaltung. In ihr ist R der Gleichstromverbrauchskörper. In der einen Stromrichtung läßt A den Strom durch R gehen, in der anderen sperrt A, B aber entlädt seine in der vorigen Stromrichtung in der Kapazität aufgespeicherte Elektrizitätsmenge in der gleichen Richtung durch R, in der zuvor der Strom durch A floß. Ja, es gelingt Bairsto sogar nach Fig. 31 mit einer einzigen Zelle beide Stromphasen auszunutzen. In den

beiden letzten Fällen erhält man die günstigste Wirkung, wenn man die Elektrode B, die kapazitiv wirken soll, etwa 8 mal so groß macht wie die Elektrode A.

Ferner gibt Greinacher eine Schaltung an, die erlaubt, aus einer Wechselspannungsquelle eine bei Entnahme sehr kleiner Ströme von der Größenordnung 10^{-4} Amp. durchaus konstante Gleichspannung zu bekommen. Greinacher erhielt bei seiner in Fig. 32 gegebenen Schaltung mit 220 Volt effektiver Wechselspannung, zweimal 4 Ventilzellen und einen Telephonkondensator von 2 MF. eine konstante Gleichspannung von 260 Volt. Die Ventilzellen bestanden aus kleinen Reagenzgläschen von 5 cm Höhe, in die je ein Aluminium- und ein Eisendraht

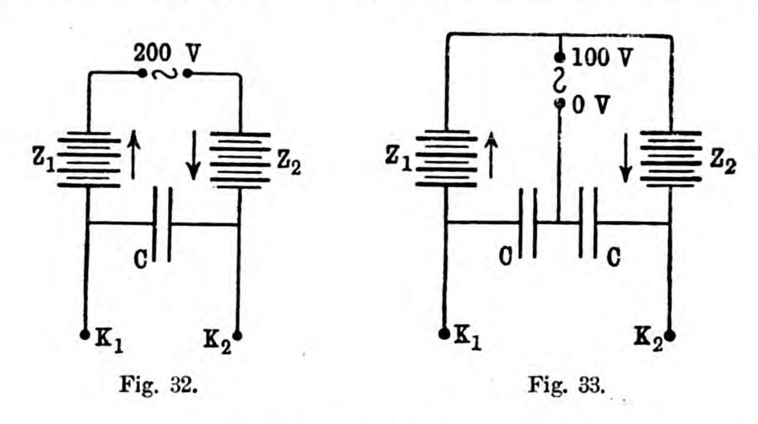


Fig. 32. Fig. 33.

tauchten. Der Elektrolyt war $NaHCO_3$-Lösung, auf die ein wenig Paraffinöl gegossen war. Mit Hilfe der Schaltung der Fig. 33 läßt sich die Spannung verdoppeln. Durch Vergrößerung der Zellenzahl und Verwendung hinreichender Wechselspannung kann man auf diese Weise jede beliebige Wechselspannung erhalten.

W. Winter versuchte die Ventilwirkung künstlich nachzuahmen. Es ging von der Überlegung aus, daß wenn die poröse Oxydschicht auf dem Aluminium Bedingung für seine Ventilwirkung ist, die Ventilwirkung sich auch bei beliebigen anderen Metallen müsse hervorrufen lassen, wenn man sie künstlich mit einer porösen nichtleitenden Schicht bedeckt. Winter drückte also die zu untersuchenden Metalle in Form rechteckiger $2^1/_2$ cm^2 großer Bleche, nachdem er sie sorgfältig abgeschmirgelt hatte, gegen die Wand einer sorgfältig gereinigten Tonzelle, in die der Elektrolyt gefüllt wurde. Bei Verwendung von KOH als Elektrolyten erhielt er bei sämtlichen untersuchten Metallen (Mg, Al,

Zn, Cd, Fe, Co, Ni, Pb, Sn, Sb, Bi, Cu, Ag, Pt, Au, Cr.) Ventilwirkung, während in H_2SO_4 *Pt, Au, Cr* versagten.

Winter glaubt, daß die von ihm beobachteten Erscheinungen zwei Ursachen haben. Erstens nämlich beschränke die Tonzelle den Zutritt der wässerigen Lösung zum Metall und schaffe dadurch die Möglichkeit einer hohen Konzentration der bei der Elektrolyse entstehenden Produkte, die dann zum Teil ausfallen und Schichten hohen Widerstandes bilden. Zweitens lägen außerdem ähnliche Verhältnisse wie bei den echten elektrolytischen Ventilen vor.

Leider hat Winter keine Oszillogramme aufgenommen, so daß eine Bestätigung seiner zweiten Vermutung fehlt. Ein Tonzylinder ist nämlich im Vergleich zu der Bruchteile eines μ dicken Oxydschicht des Aluminiums, die dem Metall ohne die geringste Lücke anliegt, viel zu grob und schmiegt sich dem Metall viel zu wenig an, um die gleichen Erscheinungen bewirken zu können, wie ein Aluminiumventil.

Vielmehr dürften die Erscheinungen den bei Verwendung zweier Elektroden sehr verschieden großer Oberfläche auftretenden ähnlich sein.

XII. Ventile, deren Wirkungsweise noch nicht sicher erklärt ist. Detektoren.

Die Erklärung der Wirkungsweise der sogenannten Detektoren der Funkentelegraphie liegt noch sehr im Argen. Bei fast allen Detektoren ist die Wirksamkeit an die Bedingung geknüpft, daß die beiden sich berührenden verschiedenen Körper, die den Detektor bilden, von sehr verschiedener Größe sind. In der Regel ruht der eine mit einer feinen Spitze auf dem plattenförmigen zweiten.

Da stark verschiedene Größe der Elektroden auch die Bedingung für die Wirksamkeit der Ventile der Grenze Metall—Elektrolyt ist, lag der Schluß nahe, daß auch bei den Detektoren eine elektrolytische Polarisation die Ursache ihrer Wirksamkeit ist.

Dieser Schluß ist jedoch ein Trugschluß, der auf der unüberlegten Übernahme des Bildes Spitze—Platte in ein Gebiet beruht, in dem das Bild sinnlos ist. Stellt man in Luft oder in einem Elektrolyten eine Spitze und eine Platte als Elektroden einander gegenüber, so hat man zwei Elektroden sehr verschieden großer Oberfläche. Setzt man dagegen die Spitze eines Körpers auf die Platte eines anderen Körpers, so ist die Berührungsfläche oder wirksame Fläche beider Elektroden völlig gleich groß, und von einer Wirkung „Spitze—Platte“ kann für den Stromübergang elektrolytisch keine Rede sein. Ungleich verhalten

sich dagegen die beiden Elektroden hinsichtlich der Ableitung der an der Berührungsstelle erzeugten Wärme. In der Platte kann sich die Wärme von der Berührungsstelle aus halbkugelförmig nach allen Seiten ausbreiten, in der Spitze ist sie auf einen dünnen Kegel beschränkt. Sorgt man außerdem dafür, daß die Spitze aus dem die Wärme an sich schon schlechter leitenden Materiale besteht, so wird die Spitze bei Stromdurchgang beträchtlich heißer werden als die Platte.

Tritt also bei der Berührung „Spitze—Platte" fester trockener Körper Gleichrichtung auf, so ist zunächst Thermowirkung zu vermuten, wobei man sich jedoch darüber klar sein muß, daß dann wesentlich andere Verhältnisse vorliegen, als bei gewöhnlichen Thermoelementen. Denn bei diesen haben an der Berührungsstelle beide Substanzen die gleiche Temperatur, während hier die Temperaturdifferenz zwischen den sich berührenden Stoffen und der durch sie bedingte Wärmefluß das Wesentliche ist.

Die Wirkungsweise der Detektoren auf elektrolytische Polarisation zurückzuführen, ist wiederholt versucht worden. So fand kürzlich Huizinga, daß, wenn man auf ein auf Quecksilber schwimmendes trockenes Stückchen Molybdänglanz eine Platinspitze drückt und einen Strom von 1 Mill.-Amp. vom Kristall zum Platin schickt, an der Kontaktstelle ein kleines Tröpfchen einer dunkelblauen Flüssigkeit entsteht, in dem kleine Gasblasen aufsprudeln. Kehrt man die Stromrichtung um, so ist der scheinbare Widerstand viel größer, und die Flüssigkeit wird bald braun. Je nach der Stromrichtung entstehen also Oxydations- oder Reduktionsprodukte. Ähnliche Erscheinungen zeigt nach Huizinga der Pyritdetektor, während sich bei Detektoren aus Bleiglanz, Rotzinkerz, Kupferkies, Kupferglanz, Buntkupfererz und Karborund keine Zersetzung zeigt. Doch wird bei allen diesen Detektoren die Gleichstromcharakteristik durch die Formel

$$i = \frac{E - e}{R}$$

wiedergegeben. Also muß auch bei ihnen eine Polarisation e vorhanden sein, die in verschiedenen Stromrichtungen verschieden groß ist.

Verwendet man eine Molybdän- oder Kupferelektrode an Stelle einer Platinelektrode in einer Schlömilchzelle, so treten Erscheinungen auf, die der elektrolytischen Ventilwirkung sehr ähnlich sind. So läßt die Molybdänelektrode bis 20 Volt keinen Strom, dann plötzlich einen starken Strom fließen.

Huizinga kommt zu dem Schluß, daß die Gleichrichterwirkung

bei allen von ihm untersuchten Detektoren (Karborund—Stahl; Zinkit—Bornit; Zinkit—Platin; Buntkupfererz—Platin; Zinkit—Molybdänglanz; Bleiglanz—Platin; Eisenpyrit—Platin) ihre Ursache in einer elektrolytischen Polarisation innerhalb einer adhärierenden Feuchtigkeits- und Gasschicht findet.

Die Gleichrichterwirkung des Siliziums wurde von Franz Fischer und E. Baerwindt untersucht. Sie fanden einen Zusammenhang zwischen der Gleichrichterwirkung und der Thermokraft. Aber der gleichgerichtete Strom floß in der entgegengesetzten Richtung wie der Thermostrom. Die wahre Ursache der Gleichrichterwirkung ist auch in diesem Falle dunkel.

Hierzu kommt noch eine allgemeine Schwierigkeit, die nicht außer acht gelassen werden darf. Fast stets werden die Versuche zur Erklärung der Wirkungsweise der Detektoren mit Gleichstrom ausgeführt. Die Ventilwirkung gegen Gleichstrom verschiedener Richtung kann aber bei demselben Versuchskörper ganz andere Ursachen haben als die Ventilwirkung gegen Wechselstrom hoher Frequenz.

Wenn beispielsweise wie in der Untersuchung von Huizinga sichergestellt wird, daß die Verschiedenheit der statischen e-i-Kurven der untersuchten Detektoren in den beiden Stromrichtungen des Gleichstromes auf Polarisation beruht, so ist damit für ihre Wirkungsweise gegenüber hochfrequentem Wechselstrom noch nichts erklärt.

Polarisation beruht auf der Wirkung abgeschiedener Ionen. Um die zur Entfaltung dieser Wirkung erforderliche Ionenmenge abzuscheiden, ist eine um so größere Stromstärke nötig, je kürzer die zur Abscheidung zur Verfügung stehende Zeit ist. Bei 50 periodigem Wechselstrom steht ein Bruchteil einer hundertstel Sekunde zur Verfügung. (Ein Bruchteil, denn es muß auch noch Zeit für die Entfaltung der Wirkung übrig bleiben.) Schon diese Zeit ist so kurz, daß z. B. der Versuch, die elektrolytische Ventilwirkung des Aluminiums gegenüber normalem Wechselstrom durch Ionenwirkungen zu erklären, vollkommen versagt. Denn wenn man die Stromstärken ausrechnet, die erforderlich sind, die nötigen Ionenmengen abzuscheiden, und die deshalb in beiden Stromrichtungen fließen müssen, ehe die Ventilwirkung einsetzen kann, so ergeben sich ganz phantastische Werte.

Bei der Kombination Spitze—Platte liegen die Verhältnisse insofern günstiger, als infolge der minimalen Größe der Berührungsfläche und der geringen Polarisationsspannungen minimale Ionenmengen genügen, so daß sich bei gewöhnlichem Wechselstrom noch keine theo-

retischen Schwierigkeiten ergeben. Da aber bei der Verwendung der Detektoren äußerst geringe Zeiten und äußerst geringe Stromstärken zusammenkommen, wird auch hier die Erklärung der Gleichrichterwirkung durch Ioneneffekte schwierig. Ein Strom von 10^{-6} Ampère, der 10^{-5} Sekunden andauert (Frequenz 50000), scheidet $3 \cdot 10^{-15}$ g Kupfer ab. Da nun außerdem nach allem, was man aus den Erscheinungen der gewöhnlichen Elektrolyse darüber weiß, die Entladung von elektrolytischen Ionen ein Vorgang ist, der sich durchaus nicht mit beliebig großer Geschwindigkeit vollzieht, erscheint es sehr unwahrscheinlich, daß bei der Gleichrichtung hochfrequenten Wechselstromes Ionenentladungen die eigentliche Ursache sind.

Viel näher liegt eine von Nernst für die Schlömilchzelle angegebene Erklärung. Die Schlömilchzelle ist eine elektrolytische Zelle, deren Anode aus Platin oder Gold besteht und eine minimale Oberfläche hat (z. B. Draht von 1 μ Durchmesser und 10 μ Länge), während die Kathode groß ist. Der Elektrolyt ist Schwefelsäure. Die Zelle wird an eine Stromquelle angeschlossen, deren elektromotorische Kraft gerade so groß ist, daß ein schwacher Zersetzungsstrom durch die Zelle fließt. Dann wird dieser Zersetzungsstrom stärker, sobald die Zelle von hochfrequentem Wechselstrom durchflossen wird.

Nernst nimmt nun an, daß dieses daher komme, daß die durch die Polarisation an der kleinen Anode gebildeten, aus Gas bestehenden, äußerst dünnen Übergangsschichten von den hochfrequenten Schwingungen durchschlagen, mit anderen Worten, von den Elektronen übersprungen werden und damit dem Zersetzungsstrom ermöglichen, stärker zu werden.

Eine kleine Modifikation dieser Erklärung macht sie für alle Detektoren brauchbar: Wir nehmen an, daß die Spannung, bei der dieses Durchschlagen der Trennschicht stattfindet, von der Richtung abhängt, also qualitativ die gleichen Erscheinungen vorliegen wie beim Aluminiumventil mit der Maximalspannung in der Sperrichtung, der Mindestspannung in der Flußrichtung.

Belastet man also irgendeinen der erwähnten Detektoren mit hochfrequentem Wechselstrom, so erhält dieser infolge der Abhängigkeit der Durchschlagsspannung von der Richtung eine Gleichstromkomponente. Letztere polarisiert nun den Detektor, verstärkt damit die Übergangsschicht und erhöht dadurch den Wirkungsgrad der Gleichrichtung unter Umständen weit über den Anfangswert. Die dazu erforderliche Zeit ist bei der sehr geringen Größe der Berührungsfläche sehr kurz.

XIII. Ventile mit Hilfsspannung.

Der Vorzug der Ventile mit Hilfsspannung besteht dariu, daß sie gegen Erschütterungen sehr viel unempfindlicher sind als die ohne Hilfsspannung arbeitenden Detektoren. Sie erfreuten sich deshalb während des Krieges großer Beliebtheit.

Eine allgemeine formale Theorie dieser Ventile ist von Brandes

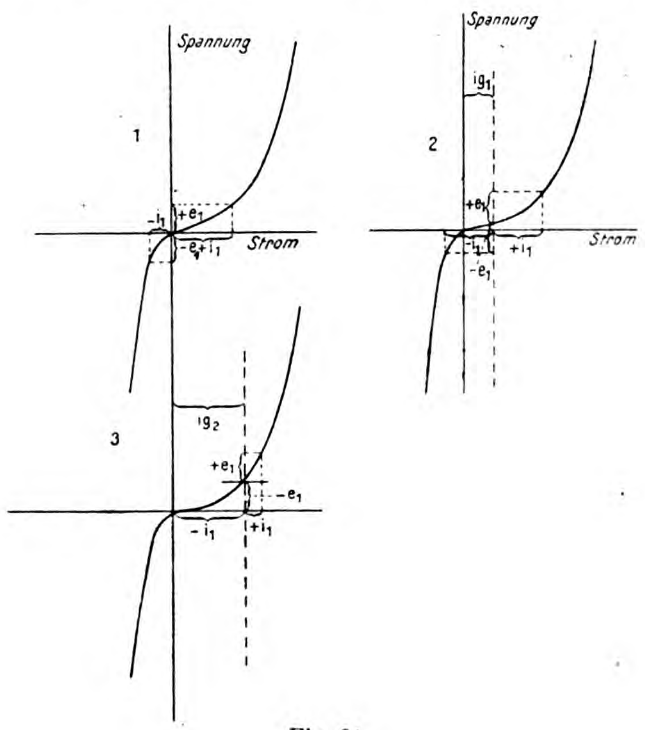


Fig. 34.

aufgestellt worden. Fig. 34 gibt die verschiedenen Möglichkeiten ihrer Verwendung. Aus ihr läßt sich folgendes unmittelbar ablesen:

1. Belastet man das Ventil mit einem konstanten Gleichstrom ig_1 und lagert über diesen die Wechselspannung $\pm e_1$, so sind die durch diese Wechselspannung bedingten Stromänderungen $\pm i_1$ einander gleich. Eine Veränderung des Gleichstromes ig_1 oder eine Ventilwirkung auf den Wechselstrom findet nicht statt.

2. Belastet man das Ventil mit dem größeren Gleichstrom ig_2 und der Wechselspannung $\pm e_1$, so ist der durch sie bedingte Strom $-i_1$ größer

als der Strom $+i_1$. Es ergibt sich also eine Schwächung des Stromes ig_2, oder eine Gleichrichtung des Wechelstromes im negativen Sinne.

3. Analog erfolgt eine Gleichrichtung des Wechselstromes im positiven Sinne, wenn der Gleichstrom kleiner als ig_1 (z. B. Null) ist.

Man kann also die ursprünglich vorhandene Ventilwirkung durch zunehmende Belastung des Ventils mit Gleichstrom schwächen, vernichten und in ihr Gegenteil umkehren. Die Gleichrichterwirkung wird um so kräftiger, je stärker die Krümmung der Charakteristik an der dem eingeschalteten Gleichstrom entsprechenden Stelle ist.

Zur Veranschaulichung diene die folgende von Leimbach ermittelte Tabelle VIII, die sich auf einen Tellur-Silizium-Detektor bezieht.

Tabelle VIII.

Hilfsspannung Volt	Gleichstrom i_g Amp.	Durch die Hochfrequenzschwingungen ausgelöster Gleichstrom Amp.
0	0	$-80 \cdot 10^{-8}$
0,082	$1 \cdot 10^{-8}$	-78 „
0,615	5,8 „	-39 „
0,820	10,5 „	$+2$ „
1,050	17,0 „	$+135$ „
2,10	84,0 „	$+5040$ „
2,94	864,0 „	$+18240$ „

Außer den Kristalldetektoren verwendet man die bereits besprochene Schlömilchzelle und neuerdings vor allem die Elektronenröhren mit Hilfsspannung. Diese letzteren übertreffen alle anderen Detektoren derart an Leistungsfähigkeit, daß sie voraussichtlich in dem Wettkampf allein übrigbleiben werden.

Nach Georg Möller, dessen Ausführungen ich hier folge, wurden die Elektronenröhren anfänglich ohne Gitter in der Schaltung der Fig. 35 verwandt. Die Fig. 36 gibt die Charakteristik und die Vergrößerung des Gleichstromes bei Wechselstrombelastung an.

Die Röhren ohne Gitter verhalten sich wie ein Kristalldetektor und können demnach nur einen Bruchteil des ihnen zugeführten hochfrequenten Wechselstromes in nutzbaren Gleichstrom verwandeln.

Ganz anders wirken die Elektronenröhren mit Gitter. Bei ihnen werden nicht mehr die das Empfangstelephon betätigenden

Anodenströme durch Verwandlung eines Bruchteiles des hochfrequenten Wechselstromes in Gleichstrom erzeugt, sondern die Hochfrequenzenergie wird dem Gitterkreis zugeführt, lädt in diesem das Gitter

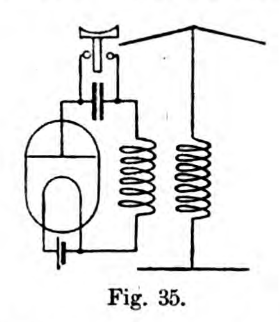


Fig. 35.

statisch auf und schwächt oder verstärkt dadurch je nach dem Sinne der Ladung den Anodenstrom. Die Hochfrequenzenergie braucht in diesem Falle also nur die Verluste im Gitterkreis zu decken. Sie wird nicht selbst gleichgerichtet, sondern wirkt als „Steuerenergie“,

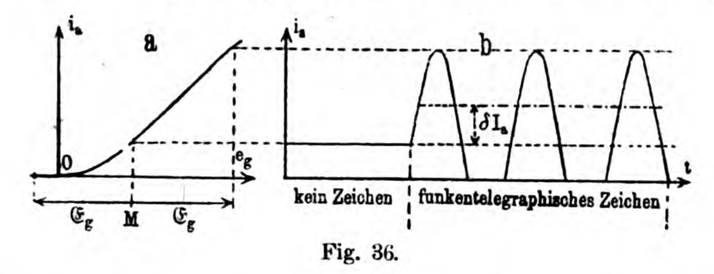


Fig. 36.

während die Größe des Anodenstromes unter anderem von der Spannung der Anodenbatterie abhängt.

Wegen der Einzelheiten der Wirkungsweise der Gitterröhren muß auf die Literatur, insbesondere auf das vorzügliche Sammelwerk von Möller hingewiesen werden, da eine ausführliche Behandlung dieser Erscheinungen über den Rahmen dieses Berichts hinausgeht.

XIV. Literatur.

1. Zusammenfassende Arbeiten.

Günther-Schulze, Elektrische Ventile. Handwörterbuch d. Naturwissenschaften 1911.

Günther-Schulze, Übersicht über den heutigen Stand der Gleichrichter. Helios **26**, 125, 1920.

W. Germershausen, Die Theorie und technische Anwendung der neuen elektrischen Gleichrichter mit Edelgasen. Helios **26**, 249, 1920.

2. Besondere Schaltungen, Theorien und besondere Eigentümlichkeiten der Gleichrichtung.

R. v. Geitler, Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte. Phys. Ztschr. **11**, 795, 1910.

G. E. Bairsto, A simple grouping for the electrolytic rectification of alternating currents of any number of phases. Electrician **69**, 652, 1912.

N. Papalexi, Über die Vorgänge in einem Wechselstromkreis mit elektrischem Ventil. Ann. d. Phys. **39**, 976, 1912.

Günther-Schulze u. R. Lindemann, Über den Einfluß der elektrostatischen Kapazität und der Mindestspannung der elektrolytischen Ventile auf ihr Verhalten gegen Wechselstrom. Phys. Ztschr. **15**, 254, 1914.

W. Jaeger, Quecksilbergleichrichter im Wechselstromkreis. Archiv f. Elektrot. **2**, 418, 1914.

M. Schenkel, Eine neue Schaltung zur Erzeugung hoher Gleichspannungen. Elektrot. Ztschr. **40**, 333, 1919.

Höpp, Zur Theorie der Gleichrichter. Elektrot. Ztschr. **40**, 681, 1919.

3. Ventile durch Thermokräfte.

Wertheim-Salomonson, Die Messung von schwachen Wechselströmen. Phys. Zeitschr. **7**, 463, 1906.

Schering, Zeigerinstrumente mit geringem Energieverbrauch zur Messung kleiner Wechselstromstärken und Wechselspannungen. Zeitschr. f. Instr. **69**, 101, 1912.

Guggenheimer, Über ein neues Drehspul-Meßinstrument für Gleich- und Wechselstrom. Elektrot. Zeitschr. **31**, 143, 1910; **33**, 73, 1912.

4. Gasentladungsventile.

G. C. Schmidt, Über Polarisationserscheinungen in Vakuumröhren. Ann. d. Phys. **18**, 869, 1905.

A. Wehnelt, Ein elektrisches Ventilrohr. Ann. d. Phys. **19**, 138, 1905.

J. A. Fleming, On the conversion of electric oscillations into continuous currents by means of a Vacuum Valve. Proc. Roy. Soc. **74**, 476, 1905.

R. F. Earhart u. C. H. Lake, The rectifying effect in Point and Plane Discharge. Phys. Rev. **30**, 275, 1910.

J. Elster u. H. Geitel, Weitere Untersuchungen an photoelektrischen Zellen mit gefärbten Kaliumkathoden. Phys. Ztschr. **12**, 609, 1911.

R. S. Willows u. S. E. Hill, Vacuum Oscillation Valves. Electrician **68**, 302, 1911.

R. A. Porter, Dynamic Characteristics of the Wehnelt rectifier. Phys. Rev. II, **1**, 327, 1913.

E. R. Wolcott and C. J. Erickson, An Air-blast Rectifier of high tension alternating currents. Phys. Rev. II, **9**, 480, 1917.

J. N. Davis, Rectification of alternating currents by the corona. Phys. Rev. **11**, 243, 1919.
F. Schröter, Die Technik der Entladungsröhren. Elektrot. Ztschr. **40**, 685, 1919.

5. Lichtbogenventile. Quecksilbergleichrichter.

Günther-Schulze, Versuche an Quecksilbergleichrichtern. Elektrot. Ztschr. **30**, 295, 1909.
Günther-Schulze, Betrag und Kurvenform des Rückstromes im Quecksilbergleichrichter. Elektrot. Ztschr. **31**, 28, 1910.
Béla B. Schäfer, Ein neuer Quecksilberdampfgleichrichter für große Leistungen. Elektrot. Ztschr. **32**, 2, 1911.
Günther-Schulze, Die Abhängigkeit der Verluste im Quecksilbergleichrichter von der Stromstärke und Frequenz des gleichgerichteten Stromes. Archiv f. Elektrot. **1**, 491, 1913.
Hans Busch, Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen. Phys. Ztschr. **14**, 524, 1913.
W. M. Tschudy, Meßverfahren und Definition für den Quecksilberdampfgleichrichter. Elektrot. Ztschr. **38**, 6, 23, 1917.
J. Obach, Die Großgleichrichter-Anlage im städtischen Elektrizitätswerk zu Hirschberg i. Schlesien. Elektrot. Ztschr. **39**, 414, 1918.
Béla B. Schäfer, Parallelschaltung und Spannungsregelung von Großgleichrichtern. Elektrot. Ztschr. **39**, 321, 1918.
Hans Nielsen, Über die Kurvenform des Stromes und der Spannungen an Quecksilberdampfgleichrichtern für Einphasenstrom. Elektrot. Ztschr. **40**, 224, 1919.
W. Wolff, Quecksilberdampfgleichrichter. Zentralztg. f. Opt. u. Mech. **41**, 56, 1920.
Clarnfeld, Der Quecksilberdampfgleichrichter. Umschau **24**, 327, 1920.
Fritz Kleeberg, Der Quecksilberdampfgleichrichter der Glastype, seine Theorie und praktische Ausführung. Elektrot. Ztschr. **41**, 145, 1920.

6. Ungleiche elektrolytische Elektroden.

W. Holtz, Sehr ungleiche Elektroden, Ventilzellen, Metallvegetationen. Phys. Ztschr. **6**, 480, 1905.
W. Winter, Ergebnisse einer Untersuchung von Metallen auf Gleichrichterwirkung. Phys. Ztschr. **14**, 823, 1913.
H. Greinacher u. C. W. Miller, Anomale Gleichrichterwirkung im Selen. Verh. d. D. Phys. Ges. **18**, 283, 1916.
F. Vaillant, Sur la production d'un courant continu par application d'une force électromotrice alternative à un voltamètre à électrodes de platine. C. R. **168**, 687, 1919.

7. Elektrolytgleichrichter.

W. Mitkiewicz, Ein Aluminiumstromrichter für Wechselstrom und seine Anwendung. Phys. Ztschr. **2**, 747, 1901.

K. Norden, The theory of the electrolytic rectifier. Electrican **48**, 107, 1901.
W. W. Taylor u. H. Inglis, A suggested theory of the aluminium anode. Phil. Mag. **5**, 301, 1903.
K. E. Guthe, On the theory of the electrolytic rectifier. Phys. Rev. **15**, 327, 1903.
K. Elbs u. H. Thümmel, Anodisches Verhalten von Zinn, Antimon und Wismut. Ztschr. f. Elektrochem. **10**, 364, 1904.
C. H. H. Cook, On the theory of the electrolytic rectifier. Phys. Rev. **18**, 23, 1904.
S. R. Cook, On the theory of the electrolytic rectifier. Phys. Rev. **20**, 312, 1905.
F. Peters u. A. E. Lange, Der Einfluß des Elektrolyten auf die Wirksamkeit der Aluminiumdrosselzelle. Elektrot. Ztschr. **26**, 751, 1905.
Barclay Charters, Der Aluminiumgleichrichter. Journ. f. phys. Chem. **9**, 110, 1905.
O. M. Corbino, Studio ottico degli strati sottili deposti par elettrolisi su un anodo di alluminio. Il nuovo Cimento **12**, 113, 1906.
M. Büttner, Über Aluminiumzellen. Ztschr. f. Elektroch. **12**, 798, 1906.
M. Roloff u. E. Siede, Die Aluminiumzelle. Ztschr. f. Elektrochem. **12**, 670, 1906.
S. Maresca, Sul comportamento dell' anodo di magnesio. Il nuovo Cimento **12**, 155, 1906.
F. Jacob, Aluminium-Elektrolytzellen. Samml. elektrot. Vorträge **9**, 1906.
Günther-Schulze, Über das Verhalten von Aluminiumanoden. Ann. d. Phys. IV, **21**, 929, 1906.
Günther-Schulze, Spannungsgefälle an Aluminiumanoden. Ann. d. Phys. IV, **22**, 543, 1907.
Günther-Schulze, Über das Verhalten von Tantalelektroden. Ann. d. Phys. IV, **23**, 226, 1907.
J. Šebor u. L. Šimek, Über elektrolytische Gleichrichtung von Wechselstrom. Ztschr. f. Elektrochem. **13**, 113, 1907.
Günther-Schulze, Über die elektrolytische Ventilwirkung der Metalle Magnesium, Antimon und Wismut. Ann. d. Phys. IV, **24**, 43, 1907.
C. Mc Cheyne Gordon, The capacity and Resistance of Aluminium Anode Films. Phys. Rev. **24**, 60, 1907.
Günther-Schulze, Die elektrolytische Ventilwirkung des Niobs und eine Klassifizierung des Verhaltens elektrolytischer Anoden. Ann. d. Phys. IV, **25**, 775, 1908.
Günther-Schulze, Über die elektrolytische Gleichrichtung von Wechselstrom. Ztschr. f. Elektrochem. **14**, 333, 1908.
Günther-Schulze, Über die elektrolytische Ventilwirkung der Metalle Zink, Kadmium, Silber und Kupfer. Ann. d. Phys. IV, **26**, 372, 1908.
C. Athanasiades, Influence de la temperature sur le phénomène de polarisation dans la soupape électrolytique. Journ. de Phys. (4), **7**, 770, 1908.
Walter, Tungsten as valve electrode. Electrician **63**, 991, 1909.
Günther-Schulze, Über die Maximalspannung der elektrolytischen Ventilzellen. Ann. d. Phys. IV, **28**, 787, 1909.

Morse and Shuddemagen, On the Properties of an Aluminium Anode. Proc. Am. Ac. of Arts and Science **44**, 367, 1909.

A. H. Taylor, Wechselstromvorgänge in der Aluminiumzelle. Ann. d. Phys. IV, **30**, 987, 1909.

Günther-Schulze, Bemerkungen zur Untersuchung der Wechselstromvorgänge in Aluminiumzellen. Ann. d. Phys. IV, **31**, 1053, 1910.

A. P. Carman and G. J. Balzer, The effect of pressure on the aluminium rectifier. Phys. Rev. **30**, 776, 1910.

G. E. Bairsto and R. Mercer, Some Properties of Aluminium Anode Films. Chem. News **103**, 153, 1911.

Günther-Schulze, Der Einfluß der Elektrolyte auf die Maximalspannung der elektrolytischen Ventilwirkung. Ann. d. Phys. IV, **34**, 657, 1911.

Günther-Schulze, Die Maximalspannung der elektrolytischen Ventilwirkung in geschmolzenen Salzen. Ztschr. f. Elektrochem. **17**, 509, 1911.

Günther-Schulze, Zum elektrochemischen Verhalten des Eisens. Ztschr. f. Elektrochem. **18**, 327, 1912.

Günther-Schulze, Über die Kapazitäten der elektrolytischen Ventilwirkung in geschmolzenen Salzen und in absoluter Schwefelsäure. Ztschr. f. Elektrochem. **18**, 22, 1912.

J. Zenneck, Das Verhalten von Aluminiumzellen, besonders bei Hochfrequenz. Phys. Ztschr. **14**, 535, 1913.

U. Sborgi, Über das anodische Verhalten des Urans. Ztschr. f. Elektrochem. **19**, 115, 1913.

Günther-Schulze, Die Mindestspannung der elektrolytischen Ventile in der durchlässigen Richtung. Ann. d. Phys. IV, **41**, 593, 1913.

Fichte u. Jablcynski, Über das Berylliummetall. Ber. d. D. Chem. Ges. **46**, 1604, 1913.

L. H. Walter, Valve action of zirconium anodes. Electrician **71**, 1057, 1913.

Günther-Schulze, Die maximal möglichen Wirkungsgrade des elektrolytischen Aluminiumgleichrichters bei Verwendung wässeriger Lösungen. Archiv f. Elektrot. **3**, 43, 1914.

Günther-Schulze, Über den Einfluß von Verunreinigungen des Elektrolyten auf die elektrolytische Ventilwirkung von Aluminium. Ztschr. f. Elektrochem. **20**, 307, 1914.

H. Greinacher, Über einen Gleichrichter zur Erzeugung konstanter Gleichspannung. Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 320, 1914.

Günther-Schulze, Die elektrolytische Metallabscheidung in Ventilzellen. Ann. d. Phys. IV, **44**, 1106, 1914.

Clarence W. Greene, Polarisation in the Aluminium rectifier. Phys. Rev. II, **3**, 264, 1914.

Albert Lewis Fitsch, Counter electromotive Force in the Aluminium rectifier. Phys. Rev. II, **9**, 15, 1917.

Franz Streintz, Die Polarität einer Aluminiumzelle. Phys. Ztschr. **21**, 477, 1920.

A. Smits, The electromotive behaviour of Aluminium I. Proc. Amsterdam 876, 1920.

Günther-Schulze, Die Bindung der Elektronen in elektrolytischen Ionen. Ztschr. f. Phys. **3**, 349, 1920.

Günther-Schulze, Die technische Verwendbarkeit der Elektrolytgleichrichter. Helios 1921 (im Druck).

8. Detektoren.

W. Schlömilch, Ein neuer Wellendetektor für drahtlose Telegraphie. Elektrot. Ztschr. **24**, 959, 1903.

H. Brandes, Über Abweichungen vom chemischen Gesetz, Gleichrichterwirkung und Wellenanzeiger der drahtlosen Telegraphie. Elektrot. Ztschr. **27**, 1015, 1906.

R. C. B. Austin, Detector for very small alternating current and electrical waves. Dep. of comm. and labor 435, 1906.

H. Armagnat, The electrolytic detector. Electrician **58**, 461, 1907.

L. W. Austin, Some contact rectifiers of electric currents. Bull. Bur. Stand. **5**, 133, 1908.

W. H. Eccles, The Energy Relations of Certain Detectors used in Wireless Telegraphy. Phys. Soc. London **22**, 477, 1909.

P. Ludewig, Der physikalische Vorgang in der Schlömilchzelle. Jahrb. d. drahtl. Tel. **3**, 411, 1910.

G. Leimbach, Leitvermögen von Kontaktdetektoren und ihre Gleichrichterwirkung. Phys. Ztschr. **12**, 229, 1911.

E. Merritt, The Silicon Detector used with short Electric Waves and the Theory of Contact Rectifiers. Phys. Rev. **32**, 630, 1911.

H. Hausrath, Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors. Jahrb. d. drahtl. Tel. **10**, 64, 1915.

R. Rinkel, Die Wirkungsweise des Kontaktdetektors. Jahrb. d. drahtl. Tel. **10**, 76, 1915.

Bruno Thieme, Über die Wirkung von Kristalldetektoren. Phys. Ztschr. **17**, 615, 1916.

Franz Fischer u. Ernst Baerwindt, Über die Gleichrichterwirkung des Siliziums und seine Stellung in der thermoelektrischen Spannungsreihe. Phys. Ztschr. **17**, 373, 1916.

A. Szekely, Beobachtungen an elektrolytischen Detektoren. Wien. Anz. **129**, 323, 1919.

M. J. Huizinga, Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren. Phys. Ztschr. **21**, 91, 1920.

Florisson, Gleichrichterwirkung von Bleiglanzdetektoren. Electrical World **76**, 840, 1920.

(Eingegangen 10. Februar 1921).

Zur Kritik der Bohrschen Theorie der Lichtemission.

Von A. Sommerfeld.

Unter diesem Titel hat Herr J. Stark eine Reihe von Einwänden gegen die Bohrsche Theorie veröffentlicht. Da mein Name hierbei öfters genannt und mein Buch „Atombau und Spektrallinien“ als Quelle benutzt wird, fühle ich mich verpflichtet, zu den Einwänden Stellung zu nehmen.

Um die Hauptsache voranzustellen: die Einwände logischer Art, die Herr Stark unter „I. Dunkle Punkte in den Voraussetzungen der Bohrschen Theorie“ zusammenstellt, gebe ich ohne weiteres zu. Ich glaube, daß kein Kenner der Bohrschen Theorie diese Dunkelheiten leugnet, und weiß, daß Herr Bohr sie lebhafter als jeder andere fühlt. Dagegen halte ich die Einwände empirischer Art, die Herr Stark unter „II. Versagen der Bohrschen Theorie gegenüber der Erfahrung“ formuliert, zum Teil für irrig, zum anderen Teil nicht für spruchreif. Ich werde im Folgenden die Einwände I und II der Reihe nach besprechen.

I. 1. Annahmen über die Koppelung eines Elektrons mit dem Äther.

Daß Bohr die Maxwellsche Theorie der Ausstrahlung eines beschleunigten Elektrons aufgibt, ist allgemein bekannt; daß er sie aufgeben muß, wenn anders es beständige Atome geben soll, ist ebenso allgemein anerkannt.

Gewiß ist es bedauerlich, eine so bewährte Grundlage wie die Maxwellsche Theorie verlassen zu müssen, doppelt bedauerlich, wenn das Neue, das an ihre Stelle zu setzen ist, noch nicht deutlich bezeichnet werden kann. Am ehesten dürfte dies in Form eines Gleichnisses möglich sein. Die kontinuierlich gedachte Zustandsgleichung der Gase gibt eine bequeme, für viele Zwecke ausreichende Beschreibung der Tatsachen; aber die tiefere Einsicht vermittelt die kinetische Gastheorie. Ebenso schmiegt sich die kontinuierliche Feldtheorie Maxwells einem großen Kreis von Tatsachen vortrefflich an; aber die Elementarvorgänge haben etwas Diskontinuierliches an sich, ihre sachgemäßere Erfassung erwarten wir von einer vertieften und verallgemeinerten Quantentheorie, von der wir bisher nur einige erstaunlich fruchtbare Vorschriften, aber keine allgemeinen Gesetze kennen.

Herr Stark rügt, daß die neue Auffassung nicht grundsätzlich mit der Feldtheorie bricht, sondern sie an gewissen Stellen beibehält. Ich gebe ihm hierin recht und erlaube mir als Beleg aus der zweiten Auflage meines oben genannten Buches eine Stelle[1]) hierher zu setzen: „Es ist mir gegen die Darstellung des Textes eingewendet worden, daß auch in den stationären Bahnen die Koppelung zwischen Atom und Äther nicht völlig gelöst sein kann: sowohl die inneren Kräfte zwischen Kern und Elektronen, als auch die äußeren Kräfte eines eventuell hinzutretenden elektrischen oder magnetischen Feldes werden im „Äther" übertragen. Ich muß diesen Einwand als berechtigt anerkennen". Es besteht also in diesem Punkte kein Gegensatz zwischen Herrn Stark und mir.

I. 2. Eigenschwingungen der Elektronen und Schwingungen im Äther.

Herr Stark wünscht eine Antwort auf die Frage, „auf welche Weise aus der Bewegung eines Elektronenfeldes eine Ätherschwingung entsteht". In meinem Buch, Kap. 6, habe ich mich hierüber in vorsichtiger, von willkürlichen Hypothesen möglichst freier, mit der Erfahrung wie es scheint, verträglicher Weise ausgedrückt. Ich stütze mich dort im Anschluß an Rubinowicz lediglich auf die Erhaltungssätze von Energie und Impuls. Fragt man nämlich nach demjenigen monochromatischen elektromagnetischen Felde einer Kugelwelle, welches die vom Atom freigegebenen Energie- und Impulsbeträge im Sinne der Quantentheorie aufnehmen kann, so findet man dieses Feld nach Frequenz und Polarisation bestimmt. Wäre es auch der Intensität nach bestimmt (in dieser Hinsicht ergeben sich nur gewisse Verbote in der Form des sog. Auswahlprinzips), so hätte man alles, was man empirisch braucht. Man hätte dann nämlich die Antwort auf die Frage, welche Schwingung in jedem Falle zur Beobachtung kommt. Die Frage, wie sie entsteht, und die Forderung, daß die Entstehungsweise uns verständlich sein sollte, kommt daneben erst in zweiter Linie.

Übrigens ist Bohr in dem Verzicht auf den Erregungsmechanismus noch einen Schritt weiter gegangen, indem er den beobachtbaren Schwingungszustand nach seinem Korrenspondenzprinzip aus der klassischen Theorie herübernimmt. Es ist bekannt, welche Vorteile er auf diesem Wege, auch in der Frage nach den Intensitäten, erzielt.

Herr Stark fragt weiter, ob die Bohrsche Theorie Eigenschwingungen

---

1) Braunschweig 1921, Anm. auf S. 377. Herr Stark zitiert nach der 1. Aufl., Braunschweig 1919.

von Elektronen im Atom zuläßt und ob schwingende elektromagnetische Energie an diese geknüpft ist? Um über diese Fragen klar zu werden, habe ich im Jahre 1918 die Dispersion der Gase zu berechnen gesucht. Die scheinbaren Erfolge Debyes beim Wasserstoff schienen hierzu aufzufordern. Inzwischen haben wir eingesehen, daß dies Problem noch nicht reif ist, auch wenn man, wie ich es damals tat, den Fall der Resonanz zwischen dem erregenden optischen Feld und den Eigenschwingungen des Atoms, d. h. die Gebiete der anomalen Dispersion prinzipiell ausschließt. Besonders entmutigend für ein Fortschreiten auf dem bisherigen Wege ist der Hinweis Bohrs auf die anormale Dispersion des *Na*-Dampfes in den Hauptserienlinien. Man erkennt daraus, daß ebenso wie die Serienlinien auch die Dispersionskurve des *Na*-Dampfes nicht durch die klassisch gerechneten Eigenschwingungen des Atoms, sondern durch seine quantentheoretisch festgelegten Zustandsänderungen bestimmt werden.

Das theoretische Verständnis der Dispersion und Refraktion und der Lichtzerstreuung liegt also noch im Argen, allerdings weniger deshalb, weil man zu sehr von der klassischen Methode der Mitschwingungs-Betrachtungen abgewichen ist, als vielmehr deshalb, weil man noch nicht gelernt hat, diese Vorgänge quantentheoretisch zu formulieren. Immerhin kann ich Herrn Stark beipflichten, daß in der Tat auf dem ganzen Gebiet der Mitschwingungsfragen (Herr Stark führt S. 165 sechs solche Fragen gesondert auf) für die Bohrsche Theorie große Schwierigkeiten bestehen. Dabei wolle man nicht vergessen, daß die Bohrsche Theorie erst acht Jahre alt ist!

I. 3. Forderung einer Struktur des elektromagnetischen Feldes eines positiven Kerns.

Was Herr Stark die Struktur des Kernfeldes nennt, ist in Wirklichkeit die Struktur des physikalischen Geschehens überhaupt, oder, bestimmter gesagt, die Struktur der Wirkungsgröße. Und was er beantwortet wissen möchte, ist nichts weniger als das Quantenrätsel.

Wenn etwas zur endgültigen Lösung des Quantenrätsels führen kann, so sind es weitere an der Erfahrung prüfbare Anwendungen der Quantenregeln, zumal wenn sie von so definiter und präziser Art sind, wie diejenigen der Bohrschen Theorie.

Daß die Bohrschen Anwendungen der Quantentheorie nicht auf eine Struktur des Kernfeldes hinauslaufen, sieht man schon daran, daß entsprechende Liniengesetze wie bei den Serienspektren bei den ultraroten und sichtbaren Banden auftreten, bei denen es sich nicht um das

Atom, sondern um die Molekel, also nicht um einen, sondern um mehrere Kerne handelt.

I. 4. Abhängigkeit der ausgestrahlten Frequenz von der Endbahn.

Auch diese Schwierigkeit ist oft besprochen und zugegeben worden. Daß sie in meinem Buche nicht erörtert wird, liegt daran, daß ich über ihre Hebung nur Vermutungen äußern kann.

Vielleicht wird die Lichtschwingung, die als eine vom Atom ausgehende Kugelwelle angenommen wird, erst formiert, wenn das Elektron seine Endbahn bereits erreicht hat. Das würde ganz im Sinne der obigen Auffassung liegen, nach der die Ausstrahlung im Äther die Energiebilanz zieht aus der Konfigurationsänderung des Atoms zwischen Anfangs- und Endzustand. Solange wir keine sichere experimentelle Erfahrung über den Beginn der Lichtemission im Verhältnis zur Konfigurationsänderung des Atoms haben, ist dieser Standpunkt jedenfalls nicht absurd. Sollte das Experiment ihn bestätigen, so gäbe es in dieser Richtung gar keine eigentliche Schwierigkeit.

Vielleicht kann man aber auch an die bekannten teleologischen Prinzipien der Mechanik erinnern, das Prinzip der kürzesten Linie oder der kleinsten Wirkung. Würden wir von der Mechanik nichts kennen als diese, den Anfangs- und den Endzustand des Systems betreffenden Formulierungen, so könnten wir der Mechanik denselben Vorwurf machen, wie Herr Stark der Bohrschen Theorie, daß sie nämlich „an unser physikalisches Denken die Zumutung stellt, das Geschehen in einem Zeitpunkte von einer Lage abhängig zu machen, die erst in einem späteren Zeitpunkte erreicht wird". Nun haben wir ja im Falle der Mechanik neben diesen Integralprinzipien jene anderen Formulierungen in Form von Differentialgleichungen, welche unser kausales Gefühl mehr befriedigen. Wer will es ausschließen, daß nicht eines Tages auch in der Theorie der Lichtemission eine Formulierung gefunden wird, die die Vorwegnahme des Endzustandes entbehrlich macht?

Ich kann von hier aus Herrn Stark recht geben, wenn er sagt: „Die Anhänger der Bohrschen Theorie übergehen diese Schwierigkeit mit Schweigen, wahrscheinlich in der Hoffnung, daß die Zukunft sie beseitigen wird"; oder ich kann mir auch denken, daß weitere Erfahrungen uns lehren können, daß hier keine eigentliche Schwierigkeit besteht.

II, 1. Wie deutet die Bohrsche Theorie den Kanalstrahlen-Dopplereffekt?

Wir kommen nun zu denjenigen Punkten, in denen Herr Stark Widersprüche zwischen der Bohrschen Theorie und der Erfahrung sieht. Hier kann ich ihm in keinem Punkte recht geben.

Der erste Einwand, der den Doppler-Effekt betrifft, ist mit einem Worte zurückzuweisen, nämlich mit dem Worte „Relativitätstheorie". Die Energiebilanz, welche die Schwingungsfrequenz nach dem $h\nu$-Gesetz bestimmt, ist vom Standpunkte des bewegten Atoms zu ziehen. Das Atom weiß nichts von seiner Bewegung, es ist von einem relativ zu ihm ruhenden „Äther" umgeben. Indem es in diesen seine frei gewordene Energie ausstrahlt, entsteht die Schwingungszahl ν_0 der ruhenden Linie. Von dem Spektroskopiker, der an der Bewegung des Atoms nicht teilnimmt, wird aber nicht diese Schwingungszahl ν_0, sondern die Schwingungszahl $\nu = \nu_0\left(1 + \frac{v}{c}\cos\varphi\right)$ wahrgenommen je nach seiner Blickrichtung φ. (Genau genommen kommt hier noch der Faktor $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ im Nenner hinzu, der bisher empirisch nicht nachgewiesen werden kann und den Herr Stark unterdrückt.) Das kontinuierliche Spektrum mit den Grenzen $\nu_0\left(1 - \frac{v}{c}\right)$ bis $\nu_0\left(1 + \frac{v}{c}\right)$, von dem Herr Stark spricht, existiert also nur für den beobachtenden Spektroskopiker, nicht für das Atom und den rechnenden Quantentheoretiker. Für letzteren ist das Spektrum monochromatisch und besteht nur aus der ruhenden Frequenz ν_0. Was die Mechanik seit 200 Jahren und die Optik seit 20 Jahren getan hat, nämlich die volle Durchführung des Relativitätsprinzips, darf der Bohrschen Theorie nicht verboten sein.

Eine Schwierigkeit kann hier nur für denjenigen vorliegen, der noch auf dem Standpunkt des materiellen und universellen Äthers steht. Was ich in meinem Buche Äther nenne und was Einstein kürzlich in seinem Leidener Vortrag überzeugend umschrieben hat, ist davon grundverschieden. Umgekehrt kann man gerade aus den quantentheoretischen Gesetzen der Lichtemission zusammen mit ihrer scheinbaren Aufhebung durch den Dopplereffekt ein durchschlagendes Argument gegen den Äther alten Stiles und für die Notwendigkeit des radikalen Relativitätsprinzips ableiten, wenn dies heutzutage noch nötig sein sollte.

II. 2. Verlegenheit der Bohrschen Theorie gegenüber dem kontinuierlichen Spektrum eines Atoms.

Für die zweite Auflage meines Buches trifft die Bemerkung Starks nicht mehr zu, daß ich von dem kontinuierlichen Spektrum eines Atoms schweige. Ich sage vielmehr am Ende von Kap. IV § 2: „Schließlich gibt es beim Wasserstoffatom auch ein kontinuierliches Spektrum; es erstreckt sich von der Grenze der Balmerserie ins Ultraviolette. Zuerst in Sternaufnahmen beobachtet, wurde es von Stark in Kanalstrahlröhren genauer untersucht." In der in Vorbereitung begriffenen dritten Auflage werde ich auch die Bohrsche Erklärung dieses Spektrums darstellen, die mir völlig einleuchtend zu sein scheint. An gegenwärtiger Stelle ist dies überflüssig, da, wie ich höre, Herr Ladenburg in diesem Jahrbuch gleichzeitig hierzu das Wort nehmen wird. Das zweite im Sichtbaren gelegene kontinuierliche Spektrum, das Herr Stark der Wasserstoff-Molekel zuschreibt, kann, wenn anders die Starksche Auffassung zutrifft, natürlich erst dann quantitativ erklärt werden, wenn wir das Modell der Wasserstoff-Molekel haben, das uns heute leider noch unbekannt ist.

II. 3. Emission von Seite positiver Strahlen.

Seitdem wir den verwickelten Umladevorgang in den Kanalstrahlen kennen, wissen wir, daß die Ablenkungsversuche an Kanalstrahlen nicht leicht zu deuten sind und daß Hand in Hand mit ihnen die Beobachtung der freien Weglänge gehen muß. Ein Urteil über die Schlüsse, die man aus den zwölf Jahre zurück liegenden Versuchen von Gehrcke und Reichenheim mit Sicherheit ziehen kann, möchte ich mir nicht zutrauen. Was die Versuche von Dempster betrifft, so folgt aus ihnen durchaus nicht eindeutig, daß, wie Herr Stark meint, „der positive Strahl leuchtet, aber nicht der neutrale"; vielmehr zeigt Herr Dempster nur, daß positive Teilchen noch bei Geschwindigkeiten Licht erregen können, bei denen neutrale Teilchen es nicht mehr tun. So deutet auch Herr Dempster im Gegensatz zu Herrn Stark seine Versuche und sieht hierin durchaus keinen Widerspruch gegen die Bohrsche Theorie. Wenn er an einer späteren Stelle ein Bedenken gegen diese Theorie erhebt, so beruht dieses auf der mißverständlichen Annahme, daß die Bohrsche Theorie ebenso wie eine frühere Thomsonsche Theorie die vollständige Lostrennung des Elektrons vom Atom als einen dem Leuchten vorangehenden Prozeß voraussetzte. Dies Bedenken bezieht sich auf den Fall größerer Geschwindigkeiten, bei denen, wie Herr Dempster in seinem Summarium ausdrücklich hervorhebt, die Wasser-

stoff-Serienlinien sowohl vom positiven wie vom neutralen Strahl emittiert werden.

Die Mehrdeutigkeit dieser und ähnlicher Versuche ist vom Standpunkt der Bohrschen Theorie auch ganz verständlich. Handelt es sich doch beim erregten Atom um ein Mittelding zwischen einem neutralen Atom und einem positiven Ion, nämlich um einen positiven Atomrest mit einem ev. weit entfernten Elektron. In diesem Zustande wird der positive Atomrest (beim Wasserstoff der Kern) vom Felde vorwärts, das Elektron rückwärts getrieben, während der Schwerpunkt in seinem bisherigen Bewegungszustande verharrt. Findet dasselbe Elektron seinen Weg zum Atomrest zurück, so haben wir Ausstrahlung von einem Atom, das in gewissem Sinne dauernd neutral war. Geht aber das Elektron dem Atomrest verloren, so haben wir ein beschleunigt bewegtes Ion; und sättigt sich dasselbe später, indem es ein fremdes Elektron heranzieht, so entsteht Ausstrahlung von einem Atom, das vorher positiv geladen war. Übrigens hat sich Herr Stark[1]) selbst gelegentlich diesen Anschauungen der Bohrschen Theorie genähert, indem er den Unterschied zwischen „optisch freien" und „elektrisch freien" Atomionen einführte. Die ersteren würden, ähnlich wie in dem viel bestimmteren Bohrschen Modell, in der Mitte stehen zwischen dem neutralen Atom und dem eigentlichen „elektrisch freien" Atomion.

Den Passus „Dogmen haben die Menschen noch immer blind gegen Tatsachen gemacht oder sie verschweigen lassen", muß ich, sofern er gegen die Bohrschen Abhandlungen oder gegen meine Abhandlungen oder mein Buch gerichtet sein sollte, als unbegründet und ungehörig zurückweisen.

II. 4. Die Feinstruktur in Theorie und Messung.

Herr Stark sagt, meine Feinstrukturtheorie sei streng quantitativ. Das ist richtig in bezug auf die Schwingungszahlen — und diese werden durch eine Meisterarbeit Paschens wie bekannt aufs Genaueste bestätigt. Es ist aber nicht richtig in bezug auf die Intensitäten. Ich habe das jederzeit aufs Gewissenhafteste hervorgehoben, sowohl in meinen ursprünglichen Abhandlungen (Bayr. Akademie und Annalen) wie in meinem Buch. Es hat keinen Zweck, dies im einzelnen zu belegen. Daß die Intensitätsverteilung von den Anregungsbedingungen abhängt, konnte ich schon in den Annalen an den Paschenschen Messungen nachweisen. Meine ursprünglichen Quantenungleichungen

1) Ann. d. Phys. 51, 220, 1916.

(Ann. § 7) waren ausgesprochenermaßen nur ein erster tastender Versuch, den Intensitätsfragen beizukommen. Ihre eigentliche Bedeutung wurde erst durch die Rubinowiczsche Arbeit geklärt und ihre endgültige Form erst durch das Bohrsche Korrespondenzprinzip festgestellt.

Herrn Starks Einwände beziehen sich durchaus auf die Intensitäten (außer bei der allerschwächsten, äußersten, nur eben angedeuteten Komponente, die seiner Meinung nach zu weit links liegt). Ich werde in der dritten Auflage meines Buches die von Herrn Paschen aufgenommenen außerordentlich schönen Photometer-Kurven von $\lambda = 4686$ mitteilen können, an denen die Genauigkeit seiner ursprünglichen visuellen Lagen- und Intensitätsbestimmungen noch genauer nachgeprüft werden kann. Wenn Herr Stark sich über den heutigen Stand der Intensitätsfrage unterrichten will, muß er durchaus die Dissertation von Kramers[1]) studieren, auf die in meinem Buch verwiesen wird. Kramers weist im einzelnen nach, wie sich die Abweichungen der Paschenschen Intensitätsbeobachtungen von meiner (durch das Bohrsche Korrespondenzprinzip erweiterten) Feinstrukturtheorie erklären lassen durch die Mitwirkung eines elektrischen Feldes, also durch einen beginnenden Starkeffekt, und berechnet direkt die mutmaßliche Größe dieses störenden Feldes zu 100 bis 300 Volt/cm. Die Starksche Kritik, welche auf diese feine und eingehende Arbeit keine Rücksicht nimmt, ist dadurch von vornherein gegenstandslos gemacht.

Herr Stark führt auch die neuesten Messungen von Gehrcke und Lau am Dublett des Wasserstoffs als Einwand gegen meine Theorie an. Es ist aber klar, daß die Messungen am Wasserstoff (wegen Linienunschärfe und Starkeffekt) an Genauigkeit nicht mit den Messungen am ionisierten Helium konkurrieren können, zumal dann nicht, wenn wie bei Gehrcke und Lau die Komponenten nicht vollständig aufgelöst sind, d. h. nur der mittlere Dublettabstand und nicht die vom zweiten Term herrührende Feinstruktur beobachtet wird. Daß der Dublettabstand bei H_δ kleiner gefunden wird als bei H_α (0,26 gegen 0,29 cm^{-1}), muß ich nach allen sonstigen Erfahrungen (insbesondere auch nach denen in der I. N. S. von *Li*, vgl. S. 352 meines Buches) als einen (bei der Undefiniertheit des Beobachtungsobjekts begreiflichen) Messungsfehler ansehen. Ich befinde mich damit offenbar in Übereinstimmung mit Herrn Gehrcke selbst, welcher sagt (vgl. Phys. Ztschr. **21**, 635, 1920), daß seine Messungen „innerhalb der Beobachtungsfehler mit einer Konstanz der Größe $\Delta\nu$ in Einklang stehen".

---

1) Vgl. insbesondere S. 374 und die Anm. zu S. 372.

Im Gegensatz zu Herrn Stark möchte ich zusammenfassen: „Kein ohne Voreingenommenheit urteilender Physiker kann bei diesem Vergleich zwischen Theorie und Erfahrung zu einer Verwerfung der Theorie kommen".

II. 5. Der Zeemaneffekt benachbarter Linienkomponenten in starken Feldern.

Hier berühren wir eine große Schwierigkeit der Theorie. Sie betrifft nicht nur den Paschen-Back-Effekt, sondern schon die Frage nach dem Ursprung der wasserstoffunähnlichen Multiplizitäten überhaupt (z. B. der D-Linien). Trotz aller Bemühungen von mir und anderen sehe ich noch keinen Zugang zu diesem Problem. Man kann aber erst an den Paschen-Back-Effekt herantreten, wenn man die Bedeutung der ihm zugrunde liegenden Linienstrukturen verstanden hat.

Bei der Feinstruktur der H- und He^{+}-Linien liegt die Sache anders. Sie entsprechen nicht den Linienstrukturen der anderen Elemente, sondern den verschiedenen Serientypen, wie ich in meinem Buch, 2. Aufl., S. 434 (vgl. auch die Figur auf S. 513) auseinandergesetzt habe. Bei jenen Feinstrukturen dürfte theoretisch und nach den Erfahrungen an serienfremden Linien anderer Elemente kein Paschen-Back-Effekt auftreten. Es wäre außerordentlich wichtig zu wissen, ob dies durch die Beobachtung bestätigt wird; ich habe verschiedenen Kollegen, die über die nötigen Mittel und Erfahrungen verfügen, diese Frage ans Herz gelegt. Die ursprünglichen Aufnahmen von Paschen und Back an Wasserstofflinien sind von Herrn Croze angezweifelt worden. Meine von Herrn Stark hervorgehobene Bemerkung, „daß sich die Theorie in bezug auf den Paschen-Back-Effekt der Wasserstofflinien höchstwahrscheinlich im Widerspruch mit der Erfahrung befinde", habe ich in meiner zweiten Auflage S. 434 zurückgenommen und warte die Entscheidung einer erneuten und verschärften Beobachtung ab [1]).

II. 6. Bohrsche Theorie und Effekt des elektrischen Feldes.

Herr Stark wiederholt aus seinem Nobelvortrag, „die Theorie stehe ratlos der Erscheinung gegenüber, daß die lang- und kurzwelligen

1) Anm. bei der Korrektur. Die Entscheidung ist inzwischen im Sinne der theoretischen Erwartung ausgefallen bzw. hat keinen eigentlichen Widerspruch gegen diese aufgedeckt. Vgl. H. M. Hansen und J. C. Jacobsen, „Über die magnetische Zerlegung der Feinstrukturkomponenten der Linien des Heliums-Funkenspektrums. Kopenhagener Akademie 1921, Mathematisk fysiske Meddelser III, 11

Komponenten eine Intensitätsdifferenz zeigen, welche ihr Vorzeichen mit der Richtung des elektrischen Feldes in bezug auf die Richtung der Kanalstrahlen umkehrt". Hierzu ist zu bemerken, daß Bohr[1]) bereits im Jahre 1915 auf Grund seiner vorläufigen (adiabatischen) Berechnung der Hauptkomponenten des Stark-Effekts eine allgemeine qualitative Auffassung dieser Erscheinung angedeutet hat, die auch für ihre Erklärung nach der vollständigen Schwarzschild-Epsteinschen Theorie zweifellos die Grundlage bilden muß. Es ist also Bohr selbst, der, wie Stark es verlangt, zu dieser interessanten Erscheinung Stellung genommen hat. In meinem Buche werde ich, auch in künftigen Auflagen, wegen der Fülle des sonstigen noch wichtigeren Stoffes auf diese wie auf andere Intensitätsfragen kaum eingehen können — es sei denn, daß wir uns irgendwie von der Unmöglichkeit überzeugen müßten, sie auf dem Boden der Bohrschen Theorie zu verstehen, in welchem Fall die Erscheinung allerdings eine prinzipielle Bedeutung erhielte und nicht verschwiegen werden dürfte. Einstweilen sehe ich diesen Fall aber als äußerst unwahrscheinlich an, nachdem alle Feinheiten des Stark-Effekts an ruhenden Linien von der Theorie, man kann sagen restlos, erklärt sind und nachdem auch in der vorliegenden Frage Bohr bereits die Richtung vorgezeichnet hat, in der eine Erklärung zu suchen ist.

Bohr bemerkt zunächst, daß die langwelligen Zerlegungskomponenten aus Bahnübergängen entstehen, die im Sinne der elektrischen Kraftlinien hinter dem Kern, die kurzwelligen aus solchen, die vor dem Kern liegen. Fällt die Bewegungsrichtung mit der Kraftlinienrichtung zusammen, so sind nach der Beobachtung Starks bei großen Geschwindigkeiten die ersteren Komponenten der Intensität nach betont gegenüber den letzteren Komponenten; ist die Bewegungsrichtung der Kraftlinienrichtung entgegengesetzt, so sind umgekehrt die letzteren gegenüber den ersteren betont. Bohr schließt daher, „es müssen aus irgendwelchen Gründen bei einem schnell bewegten Atom die Bahnen auf der Rückseite der Bewegung eine größere Wahrscheinlichkeit haben als die Bahnen auf der Vorderseite der Bewegung".

Die Frage ist also, wie letzten Endes alle Intensitätsfragen, eine

---

1) Phil. Mag. 30, 405, 1915. Vgl. auch H. A. Kramers, l. c. S. 335, Anm. 1, welcher mit Recht betont, daß diese Erscheinung weit entfernt einen Einwand gegen die Bohrsche Theorie zu bilden, vielmehr nur auf Grund der unabhängigen Wahrscheinlichkeit von Anfangsbahn und Endbahn verstanden und daher sogar also Argument für die Bohrsche Theorie aufgeführt werden kann.

statistische und daher nicht so scharf zu beantworten wie die Frequenzfragen. Welche Gründe es sind, die statistisch die rückwärtigen Bahnen bevorzugen, läßt Bohr offen. Jedenfalls müssen sie mit der Störung durch die Gasreste zusammenhängen, in denen sich das H-Atom bewegt. Nach der vorzüglichen, von Herrn Stark veranlaßten Arbeit Lunelunds kann man übrigens die quantitative Seite des Phänomens und damit auch das statistische Problem näher bezeichnen, als bisher geschehen. Lunelund zeigt, daß die Intensitätsunterschiede zwischen zwei symmetrisch gelegenen lang- und kurzwelligen Komponenten um so stärker ausfallen, je größer ihr Abstand $\Delta\nu$ und je größer die Geschwindigkeit v ist. Das Intensitätsverhältnis scheint nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ nach Sinn und Größe durch Vorzeichen und Größe des Produktes $v\Delta\nu$ gegeben, in welcher Aussage auch die Abhängigkeit der Erscheinung vom Seriengliede enthalten ist ($\Delta\nu$ wächst ceteris paribus in der Reihenfolge $H\beta$, $H\gamma$, ..). Während wir nun eine Abhängigkeit der Intensität von $\Delta\nu$ nach der allgemeinen Boltzmannschen Statistik leicht verstehen können, da $\Delta\nu$ mit der Energiedifferenz der fraglichen Bahnen proportional ist, weist das Auftreten des Faktors v auf die besonderen Umstände der Bewegung relativ zu den umgebenden Gasresten hin; und diese sind statistisch offenbar nicht leicht zu fassen.

Es ist interessant, die Bohrsche Auffassung des Problems mit derjenigen zu vergleichen, die Stark in seiner Schrift von 1914, „Elektrische Spektralanalyse“ S. 103 vorgeschlagen hat. Herr Stark beurteilt die Verhältnisse hier gerade umgekehrt wie Bohr: Er nimmt anschauungsmäßig aber willkürlich an, daß die langwelligen Komponenten durch Elektronenschwingungen vor dem Atom, die kurzwelligen durch solche hinter demselben entstehen (vor und hinter gerechnet im Sinne der elektrischen Kraftlinien). Die stärkere Betonung der ersteren gegenüber den letzteren bei zusammenfallender Richtung der Kraftlinien und der Bewegung erklärt er dann damit, daß die Elektronen vor dem Atom durch die Gasreste stärker zu Schwingungungen angeregt werden sollen, als die hinter dem Atom. Nach Stark soll also die Anregungsstärke, nach Bohr die Störungsfreiheit für die größere Intensität verantwortlich sein. Nach Stark weisen die intensiveren Komponenten auf die Vorderseite, nach Bohr auf die Rückseite des Atoms hin.

Um in dieser langen Auseinandersetzung auch etwas Positives zu bieten, erlaube ich mir die einfachen, wie es scheint sonst nicht bemerkten Formeln mitzuteilen, durch die die Lage der Bahnen im

Stark-Effekt bestimmt und die vorstehenden diesbezüglichen Angaben bestätigt werden können. Bekanntlich hat man als Koordinaten zu benutzen ein Azimut ψ (gezählt um die Richtung der elektrischen Kraftlinien) und die Parameter ξ, η zweier Scharen konfokaler Parabeln, von denen die Parabeln $\xi = \text{const.}$ die negative, die Parabeln $\eta = \text{const.}$ die positive Kraftlinienrichtung zur Achse haben[1]). Diesen drei Koordinaten entsprechen als Quantenzahlen bzw. n_3, n_1 und n_2; n sei die Quantensumme $n_1 + n_2 + n_3$. Die Bahn des Elektrons im Stark-Effekt pendelt zwischen zwei Parabeln $\xi = \text{const.}$ und zwei Parabeln $\eta = \text{const.}$ hin und her unter gleichzeitiger Drehung um die Kraftlinienrichtung. Es handelt sich darum, die Parameter dieser Grenzparabeln (Librationsgrenzen) zu bestimmen, und zwar für den Fall eines hinreichend kleinen elektrischen Feldes, in dem die Bahnen in Ellipsen übergehen. Dies geschieht nach den Gl. (5) von S. 441 und den Gl. 20a, b) und (22) von S. 546 der 2. Auflage meines Buches und liefert:

$$\frac{\xi}{\sqrt{an}} = \sqrt{n_1} \pm \sqrt{n_1 + n_3}, \quad \frac{\eta}{\sqrt{an}} = \sqrt{n_2} \pm \sqrt{n_2 + n_3}.$$

Dabei bedeutet a die bekannte Abkürzung $h^2/4\pi meE$, m die Elektronenmasse, E die Kernladung; die doppelten Vorzeichen geben die doppelten Librationsgrenzen.

Aus der angegebenen geometrischen Bedeutung der ξ und η folgert man nun leicht, daß die Bahnen mit $n_1 > n_2$ mehr auf der Vorderseite, diejenigen mit $n_2 > n_1$ mehr auf der Rückseite des Kerns (im Sinne der elektrischen Kraftlinien gesprochen) liegen. Als Anfangsbahnen eines Quantensprunges gedacht, führen die ersteren nach der Art und Weise, wie die Quantenzahlen n_1, n_2 in die Formel für die Aufspaltung $\Delta\nu$ des Stark-Effektes eingehen, zu kurzwelligen, die letzteren zu langwelligen Komponenten der Aufspaltung.

Schlußwort.

Unter dieser Überschrift beschränkt Herr Stark die Verdienste der Bohrschen Theorie auf drei Leistungen: „Quantitative Ableitung der Balmerschen Serienformel und damit der Rydbergschen Konstante, quantitative Darstellung des Effektes des elektrischen Feldes auf H-Serienlinien hinsichtlich Zahl und Abstand der Komponenten,

1) Vgl. Fig. 94 meines Buches, sowie die Definitionsgl. (1) davor.

Ableitung des normalen Zeeman-Tripletts". Dieser Darstellung muß aufs schärfste widersprochen werden.

Selbst wenn wir mit Herrn Stark das weite Gebiet der Röntgenspektroskopie ausscheiden, das erst durch die Bohrsche Theorie Ordnung und Klarheit gewonnen hat, und wenn wir von den Feinstrukturfragen absehen, die oben hinreichend besprochen sind, bleibt noch im Gebiet der sichtbaren Spektroskopie eine solche Summe von Leistungen zugunsten der Bohrschen Theorie zu buchen, daß man nicht anstehen wird, sie für den größten Fortschritt aller Zeiten in der Erkenntnis des Atoms zu erklären. Bohr hat die früher dem Wasserstoff zugeschriebenen Linien 4686 usw. als Linien des ionisierten Heliums erkannt und hat bei ihnen die Abhängigkeit der Rydbergzahl vom Atomgewicht (Mitbewegung des Kernes) vorausgesagt. Die besondere serientheoretische Stellung des Wasserstoffes war dadurch geklärt; es wurde mit einem Schlage verständlich, wie bei den wasserstoffunähnlichen Elementen die eine Balmerserie in das System Hauptserie, Nebenserie, Bergmannserie zerfällt. Jede derselben konnte durch eine feste azimutale Quantenzahl charakterisiert werden. In das Wirrsal der möglichen Kombinationen wurde durch das Auswahlprinzip Ordnung gebracht. Auch die von Stark entdeckten durch elektrische Felder hervorgelockten irregulären Heliumserien konnten, als Durchbrechung des Auswahlprinzips, ihrer Bedeutung nach gewürdigt werden. Die Beobachtungen von Franck und Hertz und all ihrer Nachfolger, von fundamentalster Bedeutung für die Erkenntnis des Atombaues, sind der unmittelbare Ausdruck der Bohrschen Energiebeziehungen und ihr unmittelbarster Beweis. Man denke auch an die Theorie der Bandenspektren und man vergesse nicht, daß die Rutherfordsche Kerntheorie des Atoms erst durch Bohrs quantentheoretischen Einschlag lebensfähig und fruchtbar geworden ist. Das alles sind aber nur zufällig herausgegriffene Beispiele; die ganze Bedeutung der Bohrschen Theorie ist damit noch lange nicht ausgeschöpft.

(Eingegangen 26. Februar 1921.)

Die Deutung der kontinuierlichen Absorptions- und Emissionsspektra von Atomen in Bohrs Theorie.

Von **R. Ladenburg.**

Es sei mir hier gestattet, mit Bezug auf J. Starks Einwände gegen die Bohrsche Theorie[1]) der Serienspektra, auf die Deutung der kontinuierlichen Atomspektra etwas ausführlicher einzugehen, da diese Frage in meinem in diesem Jahrbuch erschienenen h-Bericht nur kurz berührt wird[2]).

Nicht nur das kontinuierliche ultraviolette Wasserstoffspektrum, sondern alle sich an Seriengrenzen anschließenden, kontinuierlichen Emissions- und Absorptionsspektra des optischen und des Röntgengebiets lassen sich durch eine geringe Erweiterung der Bohrschen Grundannahmen[3]) erklären: indem man nämlich mit Bohr[4]) die Gültigkeit der Frequenzbedingung (Axiom II: $E_1 - E_2 = h\nu$) auch auf die Zustände ausdehnt, in denen die Elektronen „frei" sind, d. h. genügend kinetische Energie besitzen, um sich unendlich weit vom Kern zu entfernen. In diesem Fall kann man nach Bohr nicht, wie bei den rein periodischen oder bedingt periodischen Systemen, bestimmte Bahnen durch Quantenbedingungen auszeichnen. Denn wegen des nicht periodischen Charakters sind diese Bahnen bei unendlich langsamer Transformation der äußeren Bedingungen nicht stabil, wie es Ehrenfests „Prinzip der mechanischen Transformierbarkeit" für quantenmäßig ausgezeichnete Zustände verlangen würde. Mithin sind alle nach der klassischen Mechanik möglichen Bahnen „freier" Elektronen auch physikalisch möglich. Übrigens schließen sich diese Zustände offenbar kontinuierlich den die Seriengrenze emittierenden Zuständen großer Quantenzahl an, da bei diesen die Energieunterschiede benachbarter Zustände mit wachsender Quantenzahl beliebig klein werden.

Diese hyperbolischen Bahnen der „freien" Elektronen können nun

---

1) J. Stark, dies. Jahrb. **17**, 161, 1920.

2) Daselbst S. 106.

3) Vgl. die in meinem h-Bericht (a. a. O.) nach Bohr formulierten 2 „Axiome" mit der „Grenzbedingung", aus denen die Mehrzahl der heute quantentheoretisch behandelten Erscheinungen abzuleiten ist (auch die in jenem Bericht nicht besprochene Theorie der Bandenspektra).

4) Vgl. N. Bohr, Phil. Mag. **36**, 16, 1913; ders., D. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skrifter, 8. Rackke IV, Part. II, S. 98, 1918.

offenbar nicht, wie die diskreten Atombahnen durch eine Summe harmonischer Schwingungen diskreter Frequenzen, sondern nur durch ein Fourierintegral über eine kontinuierliche Folge von Frequenzen dargestellt werden. Deshalb folgert Bohr aus dem Korrespondenzprinzip, daß die „freien" Elektronen beim Übergang in diskrete periodische oder in andre hyperbolische Bahnen ein kontinuierliches Spektrum emittieren (oder auch absorbieren) können.

Auf Grund dieser Vorstellung kann ein Elektron des Atomverbandes gemäß der Frequenzbedingung jeden Energiewert aufnehmen, der größer ist als die Abtrennungsarbeit des Elektrons, d. h. die der Frequenz der Seriengrenze entsprechende Quantenenergie $h\nu$, und ein „freies" Elektron gibt umgekehrt beim Übergang in den gebundenen Zustand innerhalb des Atoms den Energieunterschied als monochromatische Strahlung ab. Infolge der kontinuierlichen Mannigfaltigkeit von kinetischen Energien entstehen so die kontinuierlichen Absorptions- und Emissionsspektra, die sich an eine Seriengrenze unmittelbar anschließen.

Zentren dieser Emissionsspektra sind also nach dieser Vorstellung die zum positiven Atomion zurückkehrenden Elektronen, d. h. gerade die von J. Stark bezeichneten „Quantenpaare", die er auf Grund eigner und anderweitiger Versuche als Träger dieser Spektra ansieht.

Tatsächlich setzt das von Stark[1]) bei Erregung mit Kanalstrahlen aufgefundene und eingehend untersuchte kontinuierliche ultraviolette Spektrum des Wasserstoffatoms bei etwa 360 $\mu\mu$, d. h. an der Grenze der Balmerserie ein[2]). Debye[3]) hat bereits eine ähnliche Erklärung für dieses von Hartmann[4]) in Sternaufnahmen gefundene kontinuierliche Wasserstoffabsorptionsspektrum gegeben[5]), und Holtsmark[6]) hat daraufhin gezeigt, daß das entsprechende, von Wood entdeckte, sich an die Grenze der Alkalihauptserie kontinuierlich anschließende ultra-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. (4), 52, 255; 54, 81ff., 1917.

2) Die obige Deutung des ultravioletten kontinuierlichen Wasserstoffspektrums verlangt also, daß zu seiner Erregung mindestens die vollständige Ionisierungsenergie des Wasserstoffmoleküls nötig ist, d. h. nach den Versuchen von Thea Krüger (Ann. d. Phys. 64, 288, 1921) mindestens 17,1 Volt, was dem vorliegenden Versuchsmaterial nicht widerspricht.

3) P. Debye, Phys. Zeitschr. 18, 428, 1917.

4) J. Hartmann, Phys. Zeitschr. 18, 429, 1917.

5) Übrigens ist nach Stark (a. a. O.) auch das kontinuierliche ultraviolette Spektrum des Funkens unter Wasser, das oft als Lichtquelle für Absorptionsversuche dient, nichts als das in Frage stehende Wasserstoffspektrum.

6) J. Holtsmark, Phys. Zeitschr. 20, 88, 1919.

violette Absorptionsspektrum zugleich mit dieser Serie entsteht. Nach Bohr sind übrigens neben diesem ultravioletten Spektrum des Wasserstoffatoms noch eine Reihe andrer kontinuierlicher Spektra zu erwarten, die sich von jeder Seriengrenze $\nu = \frac{R}{n^2}$ $(n = 1, 2, 3 \ldots)$ aus nach größeren Frequenzen hin erstrecken, sowie schließlich noch ein schwacher Untergrund über das ganze Spektrum, dessen Frequenzen den Übergängen „freier" Elektronen in andre „freie" Zustände entsprechen [1]). (Auf die außerdem auftretenden Spektra des Wasserstoffmoleküls soll hier nicht eingegangen werden. [2]) Die Intensitätsverteilung der einzelnen Spektra hängt wesentlich von den Erregungsbedingungen ab; so setzt das kontinuierliche Wasserstoffemissionsspektrum der Sonnenprotuberanzen und Planetennebel [3]) an der Grenze der Balmerserie scharf ein; dagegen findet Stark bei seinen Versuchen ein diffuses Maximum, dessen Lage (bei etwa 250 $\mu\mu$) nach Bohrs Vorstellungen quantenmäßig aus der Geschwindigkeit der vorhandenen „freien" Elektronen berechnet werden kann (in Übereinstimmung mit Starks Bemerkung Ann. **52**, 264, 1917).

1) Der bekannte kontinuierliche Untergrund der Alkalispektra in Flammen ist besonders nach den Untersuchungen von Lenard (Ann. d. Phys. **17**, 208ff., 1905) u. Leder (Ann. d. Phys. **24**, 305ff., 1907) als starke Verbreiterung der Haupt- und Nebenserienlinien anzusehen und hat mit den oben besprochenen kontinuierlichen Spektren anscheinend nichts zu tun.

2) Anm. b. d. Korrektur: Zur Vermeidung von Mißverständnissen möchte ich auf freundliche Veranlassung von Herrn R. Seeliger in diesem Zusammenhang noch auf das ebenfalls von J. Stark a. a. O. beschriebene „blauviolette kontinuierliche Spektrum" des Wasserstoffs hinweisen, das sich vom Sichtbaren mit wachsender Intensität bis tief ins Ultraviolett hinein erstreckt. Stark selbst sieht auf Grund der Anregungsbedingungen dieses Spektrums nicht das Atom, sondern das Molekül H_2^+ als seinen Träger an und vermutet, daß dies Spektrum bei der Anlagerung eines Elektrons an das H_2^+-Ion entsteht. Hiermit befinden sich die Beobachtungen von Holm und Krüger (Phys. Zeitschr. **20**, 3, 1919) sowie von Seeliger und Pommerrenig (Ann. d. Phys. (4) **59**, 598, 1919) in Übereinstimmung, nach denen die Anregungsspannung dieses kontinuierlichen Spektrums wesentlich unter der der Balmerlinien liegt und sogar kleiner ist als das des Vielllinienspektrums, das heute wohl allgemein als Bandenspektrum der Wasserstoffmolekel angesehen wird. Bei unserer derzeitigen Unkenntnis des Modells des Wasserstoffmoleküls ist eine quantitative Deutung der Anregungsspannungen der verschiedenen Molekülspektra nicht möglich.

3) Vgl. J. Evershed, Phil. Trans. A **197**, 399, 1901; W. H. Wright, Bull. of the Lick Observ. No. 291, 1917.

Die genannte Erweiterung seiner Grundannahmen hat übrigens Bohr (a. a. O.) nicht zur Erklärung dieser kontinuierlichen Spektren, sondern zur Einordnung der lichtelektrischen Erscheinungen in seine Theorie vorgenommen. Denn so wird klar[1]), daß jede Frequenz oberhalb eines Grenzwertes (dessen Quantenenergie gleich der Summe P der eventuellen Abtrennungsarbeit der Elektronen fester Metalle und der Austrittsarbeit ist) Elektronen aus dem festen Metall in den „freien" Zustand außerhalb des Metalles überführen kann. So entsteht auch für die Voltgeschwindigkeit V_a der schnellsten aus dem Metall austretenden Elektronen die mit der Frequenzbedingung übereinstimmende lichtelektrische Gleichung Einsteins

$$P + eV_a = h\nu.$$

Schließlich bewährt sich die gleiche Vorstellung im Röntgengebiet (h-Bericht S. 107ff.). Zwanglos ergibt sich

1. die Deutung der kontinuierlichen Absorptionsspektren der Röntgenserien, die sich mit ihrer bekannten Absorptionsbandkante an die kürzesten K-, L-, M-serienlinien anschließen. Die von Stenström[2]) und Hertz[3]) entdeckte Feinstruktur der Kanten, die als wirkliche Absorptionslinien des Röntgenspektrums anzusehen sind, vervollständigen in schönster Weise das Bohrsche Atombild im Kosselschen Sinne[4]) und zeigen unmittelbar, wie sich die Zustände, in denen die Elektronen „frei" sind, den äußersten diskreten Elektronenbahnen des Atoms anschließen.

2. Ebenso erklären sich die den lichtelektrischen Elektronen entsprechenden sekundären Kathodenstrahlen, deren Maximalenergie wieder durch die Quantenenergie der größten auffallenden Frequenz bestimmt ist, gemäß der von Wien und Stark bereits im Jahre 1907 auf diesen Fall angewandten lichtelektrischen Gleichung $eV = h\nu$, die natürlich auch als identisch mit der Frequenzbedingung aufzufassen ist.

3. Schließlich kann man versuchen, auch das für das kontinuierliche „Bremspektrum" der Röntgenstrahlen gültige „Verschiebungsgesetz" auf dieselbe Weise ohne neue Annahmen abzuleiten ($eV = h\nu_{\max}$, $\lambda_{\min} \cdot V = \frac{he}{c} = 12340$, wenn λ in Å und V in Volt gemessen wird,

---

1) Vgl. die ausführliche Darstellung in meinem genannten h-Bericht S. 106.

2) W. Stenström, Lund 1919.

3) G. Hertz, Zeitschr. f. Phys. **3**, 19, 1920; Phys. Zeitschr. **21**, 630, 1920.

4) W. Kossel, Verh. d. D. phys. Ges. **18**, 339, 1916; Zeitschr. f. Phys. **1**, 119, 1920.

vgl. h-Bericht S. 108 und Teil B 2c). Der Energiebetrag eV der schnellsten aufprallenden Elektronen liefert nach der erweiterten Frequenzbedingung die größte entstehende Frequenz $\nu_{max} = \frac{eV}{h}$, falls die Energie der Elektronen im Endzustand dieses Prozesses O oder wenigstens genügend klein gegen eV ist. Eine durchgeführte Quantentheorie dieses kontinuierlichen Röntgenspektrums gibt es freilich zurzeit noch nicht[1]), sie müßte neben der Intensitäts- und Härteverteilung und ihrer bekannten Abhängigkeit vom Azimut auch die von Ulrey[2]) und von Duane[3]) gefundene Proportionalität zwischen der pro Atom ausgestrahlten Intensität und der Ordnungszahl liefern.

1) Vgl. E. Wagner, Phys. Zeitschr. **21**, 621, 1920. Man könnte sich etwa vorstellen, daß die aufprallenden Elektronen auch die in festen Metallen vorhandenen, sehr lose gebundenen Elektronen austreiben (die ja aus mannigfachen Gründen vorhanden sein müssen und die nach unserer Deutung der lichtelektrischen Versuche von Hennings-Kadesch an *Fe*, *Cu*, *Zn* usw. Bindungsenergien von weniger als $^1/_{10}$ Volt besitzen, also zwischen den Atomen nahezu schweben, vgl. h-Bericht S. 122/4) und daß bei ihrer Wiederanlagerung, bzw. beim Ersatz der ausgetriebenen Elektronen durch die aufprallenden die Grenzfrequenz entsteht. Zur Erklärung des ganzen Spektrums ist diese Erklärung jedoch wegen der im Text genannten Abhängigkeit von der Ordnungszahl entschieden nicht geeignet, worauf mich Herr W. Pauli jr. brieflich aufmerksam machte.

2) C. T. Ulrey, Phys. Rev. **11**, 401, 1918.

3) William Duane u. Takes Shimizu, Phys. Rev. (2) **14**, 525, 1919.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, März 1921.

(Eingegangen 27. März 1921.)

Besprechungen.

P. Lenard, Über Kathodenstrahlen (Nobelvortrag). Zweite, durch viele Zusätze vermehrte Auflage. 120 S. Berlin u. Leipzig, Vereinig. wiss. Verleger 1920. Geh. M. 15.—

Die durch zahlreiche Zusätze und durch vier Anhänge vermehrte Neuauflage des vor 14 Jahren gehaltenen Nobelvortrags gibt einen äußerst anregend und reizvoll zu lesenden Ausschnitt aus der Geschichte der Physik. Der erste Teil enthält den alten Text des Vortrags, ergänzt durch eine Reihe teils sachlicher, teils mehr persönlich historischer Zusätze; in den vier Anhängen werden dann ausführlichere Ergänzungen zu den einzelnen Teilen des Vortrages gegeben. Wissenschaftliches und Mensch-

liches, Historisches und Philosophisches verweben sich hier zu einem Bild, dessen Eindruck sich kaum jemand wird entziehen können und dessen Bedeutung weit über das spezielle Thema hinausgeht. Im ersten Anhang gibt der Verf. eine Schilderung von Hittorfs Anteil an der Forschung über Kathodenstrahlen und der beschämenden Unterschätzung seiner Leistungen namentlich gegenüber englischen Physikern; der zweite enthält eine naturphilosophisch beachtenswerte Studie über „reine und unreine" Versuche und über die Kraft- und Zeitvergeudung in der Forschung. Der dritte Anhang geht im einzelnen auf die Geschichte der Forschung über Kathodenstrahlen ein, der vierte endlich enthält einige historische Bemerkungen über die atomistische Struktur der Elektrizität.

Auch den reiferen Studierenden sei das Büchlein wärmstens empfohlen. Sie werden daraus lernen können, was Naturerforschung ist und einen Blick hinter die Kulissen tun können, deren schön geglättete Vorderseite sie in den Vorlesungen meist allein zu sehen bekommen.

R. Seeliger.

F. Reiche, Die Quantentheorie (ihr Ursprung und ihre Entwicklung). 231 S. Berlin, Springer 1921. Geh. M. 34.—

Das Buch gibt eine vollständige Übersicht über die Grundlagen und alle die vielen bis heute aufgefundenen Anwendungen der Quantentheorie. Die Art der Darstellung ist, abgesehen von der angestrebten und auch erreichten leichten Verständlichkeit, etwa zu vergleichen mit der in der Enzyklopädie der Math.-Wissensch. üblichen, sie verzichtet also auf eingehende Entwicklungen und gibt nur den Gedankengang und die Ergebnisse der einzelnen Arbeiten, diese aber in klarem und übersichtlichem Aufbau, der die fortschreitende Durchdringung der gesamten Physik durch den Quantengedanken sehr schön erkennen läßt. Als Lehrbuch ist somit das vorliegende Werk weniger geeignet und wohl auch nicht gedacht; es ist vielmehr, wie dies der Verf. in der Vorrede angibt, eine Ausarbeitung einer in den Naturwissenschaften erschienenen referierenden Übersicht. Wesentlich vervollständigt und zu allgemeinem Gebrauch geeignet werden die Ausführungen des eigentlichen Textes durch einen zweiten Teil, in dem in vielen recht ausführlichen Zusätzen die mathematischen Entwicklungen und die Literaturnachweise zusammengefaßt sind. Dadurch wird das Buch als eine Art Handbuch für dies spezielle Gebiet vielen Physikern sicher willkommen werden. R. Seeliger.

P. Suter, Die Elektronentheorie der Metalle. 114 S. Bern, P. Haupt. 1920. Geh. M. 12.—

Wie ein Untertitel bereits ankündigt, gibt der Verf. vor allem eine eingehende Darstellung der leider bisher nur dänisch erschienenen Dissertation von Bohr und berücksichtigt in erster Linie die Theorie der galvanomagnetischen und thermomagnetischen Erscheinungen. Im ersten Kapitel wird eine kurze Übersicht über die bisher vorliegenden Theorien der Elektronen in Metallen gegeben, im zweiten der Inhalt der Bohrschen Theorie eingehend dargestellt, im letzten umfangreichsten Kapitel eine monographische Darstellung der oben genannten Erscheinungen gegeben, und

zwar nach der experimentellen und theoretischen Seite hin. Damit hat sich der Verf., wenn auch seine Ausführungen in der Hauptsache referierenden Charakter tragen, sicher ein Verdienst erworben, da es bisher mühsam und schwierig war, aus der Originalliteratur die einschlägigen Arbeiten herauszusuchen und insbesondere in diesen wiederum das Wichtige vom Beiwerk zu sondern. Ein Verzeichnis der theoretischen und experimentellen Untersuchungen auf dem Gebiet der Elektronen in Metallen am Schluß des Büchleins wird manchem willkommen sein, da es bis in die letzte Zeit fortgeführt ist. R. Seeliger.

A. Kopff, Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. 198 S. Leipzig, S. Hirzel. 1921. Geh. M. 36.—, geb. M. 42.50.

Durch die Herausgabe der vorliegenden Vorlesungen wird die bereits sehr umfangreiche Einstein-Literatur um eine weitere Nummer vermehrt. Wieweit ein Bedürfnis dazu vorliegt, ist schwer zu sagen, da neue Gesichtspunkte in Auswahl des Stoffes und Art der Darstellung nicht gegeben werden, da andererseits aber der zweite Teil (der erste handelt von der speziellen Relativitätstheorie) eine schöne und klare Darstellung nicht nur der Grundlagen, sondern auch aller Anwendungen der allgemeinen Relativitätstheorie gibt und sich in erfreulicher Weise durch Objektivität auszeichnet. Für den reinen Theoretiker ist es jedenfalls lehrreich zu lesen, wie hier ein Astronom in gerechter und sachlicher Weise die auf dem Gebiet seines Faches liegenden Beweise für die Richtigkeit der Theorie bewertet. R. Seeliger.

R. Ladenburg, Plancks elementares Wirkungsquantum und die Methoden zu seiner Messung. 62 S. 12 Abb. Leipzig, S. Hirzel. 1921. Ladenpreis M. 8.—

Dieser im Jahrbuch (Bd. XVII) bereits erschienene und in dem vorliegenden Abdruck etwas erweiterte Bericht gibt einen hübschen Überblick über die in den 20 Jahren seit Entdeckung des elementaren Wirkungsquantums zu seiner Messung angewandten Methoden. Nachdem im ersten Teil der zum Verständnis nötige Formelapparat entwickelt ist, werden im experimentellen Teil die sieben zurzeit bekannten Methoden zur Ermittlung von h einer kritischen Beleuchtung unterzogen. Unter Ausschluß der als weniger zuverlässig zu bewertenden Messungen des lichtelektrischen Effekts und der Resonanz- bzw. Ionisierungsspannungen folgt durch Kombination der übrigen Methoden als wahrscheinlichster Wert $h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec., dessen Genauigkeit der Verfasser zu etwa 2 Promille angibt. Auf Grund dieser Zahl werden die wichtigsten physikalischen Konstanten neu berechnet und zusammengestellt. Ein umfassendes Literaturverzeichnis beschließt den Bericht. Einen Mangel des Heftchens bilden die zu klein gezeichneten und vielfach wenig übersichtlich angeordneten Figuren.

G. Mierdel.

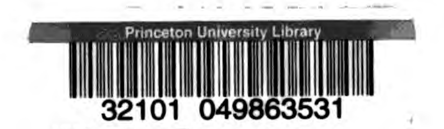
Autoren- und Sachregister.

(O. = Originalabhandlung, B. = Bericht, R. = Besprechung.)

Druck von August Pries in Leipzig.







Princeton University Library
32101 049863531

